

# Detección directa del neutralino como candidato de materia oscura en el MSSM



Andrés Felipe Velasco Hernández  
Facultad de Ciencias Naturales y Exactas  
Universidad del Valle

Proyecto de grado presentado para optar por el título de

*Físico*

A ser decidido

## Agradecimientos

A mi familia: a mi papá y a mi mamá por su constancia a lo largo de este proceso, a mis hermanos Jenniffer y Alejandro por querer ayudarme haciendo 'circulitos y simbolitos' con el fin de avanzar en la escritura.

Agradecimientos especiales a mis directores de tesis: Nicolás Bernal y Hernán Ocampo. A Nicolás por estar siempre presente, sus prontas respuestas, sus importantes aclaraciones, por estar dispuesto a clarificar dudas (desde las más complejas a las más básicas) y finalmente por proponerme un tema tanto desafiante como interesante. Al profesor Ocampo por su guía a lo largo de este trabajo con el desarrollo de la estructura, apuntes sobre redacción y disponer de tiempo para resolución dudas.

A mis compañeros de carrera Christian Trujillo, Cristian Moreno, Keiser Hurtado y Cristian Reina por esa compañía a través de los cursos de la carrera, risas, trabajos y particularmente a James Tello por las discusiones teóricas y recalcarme el ser constante en el trabajo.

A Suana por darme ese empujón final que me faltaba para terminar de escribir y sus revisiones de redacción.

A todos ellos... Gracias totales!

# Introducción

La materia oscura se ha propuesto como solución a distintos fenómenos observados en el universo en los que se puede concluir que hay más materia de la que conocemos. El problema de esta nueva materia es que sólo se conocen algunas de sus propiedades más no de qué está compuesta pues actualmente en el Modelo Estándar de partículas no hay ninguna partícula capaz de explicar estos comportamientos. En este trabajo se estudia la propuesta del neutralino como candidato de Materia Oscura, el cual como consecuencia de imponer la simetría R en el MSSM hace que sus propiedades puedan explicar los comportamientos observados del universo correspondientes a materia adicional.

En el primer capítulo se amplía un poco más la discusión fenomenológica de la introducción de la materia oscura, presentando algunos hechos que reafirman la idea de que tal materia puede ayudar a explicar los fenómenos observados. También se mencionan las propiedades que esta nueva materia debe presentar.

En el capítulo 2 se aborda el problema de la composición de la materia oscura, primero con el Modelo Estándar y luego a través de Supersimetría se propone el MSSM donde la posibilidad de proponer una partícula que componga la Materia Oscura se amplía al expandir el número de partículas predichas teóricamente. En particular se propone el neutralino como candidato a ser Materia Oscura y se presentan otras superpartículas importantes en la propuesta.

Para el tercer capítulo, ya propuesto el neutralino en el MSSM como componente de la Materia Oscura, se analiza su detección directa a través de su interacción con quarks. Para esto se usan Diagramas de Feynman con lo que se calculan las secciones eficaces y se obtienen expresiones para las interacciones neutralino-nucleón. También se analiza cómo esas interacciones se pueden traducir a interacciones con el núcleo y la rata de eventos que tales interacciones producirían en un detector.

Luego en el capítulo 4 se analizan los elementos necesarios para poder realizar estimaciones de la detección directa de Materia Oscura, analizando cuáles son los aspectos que primero se deben definir y elegir. Luego se obtienen los acoples entre el neutralino y los quarks a partir del Lagrangiano del MSSM al tomar los sectores de interés y calculandolos explícitamente en el caso del MSSM para cada uno de los Diagramas de Feynman. Al final se proveen las diagonalizaciones de matrices de masas de interés en el MSSM.

Una vez definido tanto el modelo particular como los parámetros y sus valores para una estimación en particular, en el capítulo 5 se realizan las estimaciones del modelo realizando escaneos a través de los intervalos para los valores que toman los parámetros libres del modelo particular, primero para las secciones eficaces tanto dependiente como independiente del espín y también para la rata de eventos de estas interacciones en un detector. Luego se mira la dependencia de estas magnitudes analizando los límites en los que la composición del neutralino varía. Finalmente se revisa el comportamiento de la rata de eventos al cambiar el material del detector, tomando materiales que actualmente se usan en experimentos de detección directa de Materia Oscura.

Más adelante en capítulo 6 se mencionan algunos experimentos actuales representativos en la detección directa de materia oscura, analizando sus principales características: el material del que se compone el detector, método de detección, discriminación de eventos, resultados a la fecha y prospectos para el futuro de tales experimentos.

Para finalizar el trabajo se incluyen las conclusiones obtenidas, tres apéndices: el primero muestra las convenciones usadas a través de todo el trabajo, el segundo profundiza en el modelo de Wess-Zumino y en el tercero se presentan los Diagramas de Feynman con bucles para la interacción escalar que fueron omitidos en el trabajo. En cuanto a la bibliografía sólo se incluye la estrictamente necesaria para el desarrollo del proyecto, sin descartar que aún hay mucha más que se pueden encontrar en las mismas referencias usadas si se quiere profundizar más en el tema.

---

# Tabla de contenido

<b>Tabla de contenido</b>	<b>v</b>
<b>1 Preludio</b>	<b>1</b>
1.1 Fenomenología . . . . .	1
<b>2 Materia Oscura</b>	<b>5</b>
2.1 Si existe la materia oscura, ¿de qué está compuesta? . . . . .	5
2.1.1 Modelo Estándar de partículas . . . . .	5
2.1.2 Supersimetría . . . . .	6
2.1.3 MSSM . . . . .	9
<b>3 Detección directa</b>	<b>13</b>
3.1 Dispersión elástica . . . . .	13
3.1.1 Interacción dependiente del espín en el MSSM . . . . .	14
3.1.2 Interacción independiente del espín en el MSSM . . . . .	16
3.2 Rata de eventos . . . . .	17
<b>4 Del modelo a los resultados</b>	<b>21</b>
4.1 Sobre los parámetros del modelo . . . . .	21
4.2 Obtención de los acoples . . . . .	24
4.2.1 Diagrama mediado por el bosón Z . . . . .	25
4.2.2 Diagrama mediado por squark . . . . .	27
4.2.3 Diagrama mediado por Higgs neutros . . . . .	29
4.3 Los últimos detalles . . . . .	31
<b>5 Estimaciones de detección directa de materia oscura</b>	<b>33</b>
5.1 Resultados esperados en un detector de $^{73}\text{Ge}$ . . . . .	33
5.2 Dependencia de la estructura del neutralino en su detección . . . . .	39
5.3 De la dependencia del material del detector . . . . .	42

## TABLA DE CONTENIDO

---

<b>6</b>	<b>Estado del arte de la detección directa de Materia Oscura</b>	<b>45</b>
6.1	Sobre los experimentos de detección directa . . . . .	45
6.1.1	Todo es sobre la sensibilidad . . . . .	45
6.1.2	El ruido . . . . .	47
6.2	La vanguardia en experimentos de detección directa . . . . .	49
6.2.1	SuperCDMS . . . . .	49
6.2.2	XENON100 . . . . .	50
6.2.3	DAMA/LIBRA . . . . .	51
6.2.4	LUX . . . . .	53
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>55</b>
	<b>Apéndice A</b>	<b>57</b>
	Integración sobre supercampos . . . . .	60
	<b>Apéndice B</b>	<b>63</b>
	<b>Apéndice C</b>	<b>69</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>71</b>

# Capítulo 1

## Preludio

### 1.1 Fenomenología

Nuestro universo ha sido estudiado de manera extensa y con éxito, sin embargo, aún hay ciertos fenómenos y comportamientos que no han sido posibles de explicar con el conocimiento que se tiene hasta la fecha. Uno de ellos es la posible existencia de más materia, dejando de lado la que comunmente se ha estudiado. Así, se pueden mencionar algunos fenómenos que dan razón de lo anterior:

En primer lugar recordando los años dorados de la física corpuscular, se puede citar a Newton y su ley de gravitación universal para tratar de explicar la velocidad  $v$  de rotación de un clúster. Teniendo en cuenta una distribución de masa  $M(r)$  con dependencia radial  $r$  para un clúster, su velocidad de rotación estaría dada por:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

con  $G$  siendo la constante de gravitación universal de Newton; pero esto no modela el comportamiento observado para las velocidades de rotación de galaxias aún si se toma en cuenta el aporte de gas frío al rededor del clúster, es decir, que hay un aporte extra de masa. La figura 1.1 ilustra el argumento: los datos debidos a observaciones experimentales para la velocidad de rotación de la galaxia M33 son representados en puntos, mientras que el resultado esperado debido a la teoría debería ser el representado por la línea punteada difiriendo claramente y de manera bastante explícita. Este comportamiento no se puede explicar aún si se toma el aporte de masa debido a gas frío al rededor del cluster con lo que se hace claro que debe haber un aporte extra de masa de algún lugar.

En segundo lugar, en 1973 Jeremiah Ostriker y James Peebles realizaron una simulación de formación de galaxias [1]. En ella tomaron en cuenta interacciones



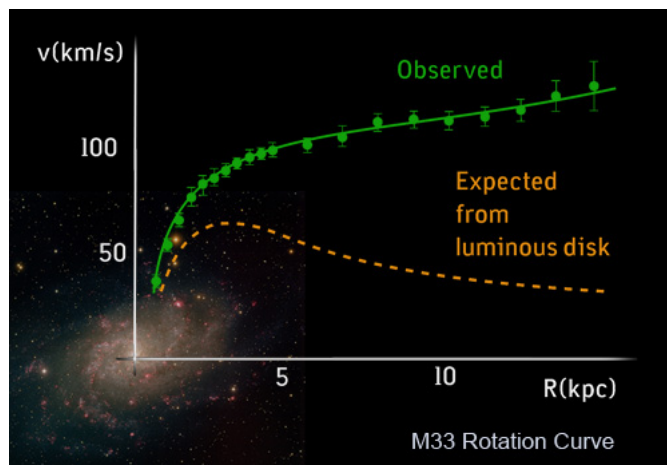


Figura 1.1: Curva de rotación para la galaxia M33. La curva experimental (puntos) observada y la curva debida a la materia luminosa (líneas). Recurso: M33 Image: NOAO, AURA, NSF, T.A.Rector.

entre  $N$  cuerpos, asumiendo cada cuerpo o punto como una estrella, y observaron cómo evolucionaría la formación de galaxias con el tiempo.

De la simulación debida a sólo considerar las interacciones gravitacionales entre los cuerpos se dieron cuenta que sólo obtendrían puntos acumulándose en el centro, nada parecido a las formaciones existentes, por lo que decidieron introducir la interacción con un halo masivo. Con esta introducción tuvieron resultados más coherentes y se dieron cuenta que el parámetro importante a variar debía ser la masa del halo pues este parámetro era quien en últimas cambiaba los resultados significativamente para obtener resultados más acordes a las observaciones obtenidas.

Al realizar variaciones de la masa del halo se dieron cuenta que tal masa debía ser de al menos 3 veces la masa debida a los cuerpos en interacción, con lo que se puede concluir que debe haber una contribución de masa más grande que la de las estrellas y por supuesto distinta a cualquier objeto brillante en el espacio.

Finalmente, otro fenómeno clave es conocido como lente gravitacional y consiste en que una fuente lumínica como una galaxia lejana está ubicada detrás de otra galaxia masiva. En principio tal galaxia distante no debería ser visible desde la tierra pero debido a la curvatura de la luz, un efecto explicado por la relatividad general, es posible ver la galaxia distante y de hecho se ven dos imágenes virtuales de ella.

En la figura 1.2 se ve esquematizado el efecto de lente gravitacional donde entre la galaxia distante y la tierra se interpone un clúster de galaxias, es decir un cúmulo de galaxias cercanas, y son producidas dos imágenes virtuales de la galaxia distante que son visibles desde la tierra. Esta curvatura debe ser proporcional a la masa en la galaxia o clúster ubicado entre la tierra y la galaxia distante, por lo que se puede estimar la composición de masas que curvan la luz. Este método puede ser usado

para medir la masa extra que se menciona en el experimento de Ostriker y Peebles en las galaxias que causan el lente gravitacional.

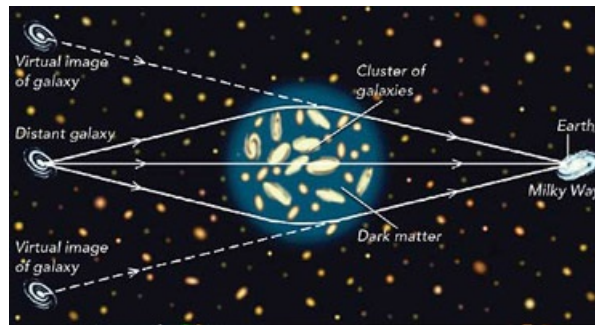


Figura 1.2: Esquema del efecto de lente gravitacional. Ilustración por Ian Worpole ([www.ianworpole.com](http://www.ianworpole.com))

Adicional a los argumentos mencionados anteriormente hay más efectos como el fondo cósmico de microondas (CMB por sus siglas en inglés), estudiado por [2] y [3] por ejemplo, y las colisiones de cúmulos, en particular el cúmulo bala (Bullet Cluster) que consiste en dos cúmulos de galaxia en colisión donde se ha podido estudiar efectos de lente gravitacional de los que se puede concluir que son debidos a materia no lumínica y más aún que tal materia adicional no se ve afectada en un choque de clusters [4]. Estos efectos, entre otros, permiten afirmar que debe existir más materia fuera de la debida a estrellas, planetas, gases, en fin, objetos visibles.

Esta materia presente en el universo tiene la curiosa propiedad de que no es visible, es decir que no interactúa electromagnéticamente con la materia común. Es por esto que se le propone el nombre de Materia Oscura (MO). Otra propiedad que la MO presenta es la interacción gravitacional pues atrae otros cuerpos visibles como se podría concluir del experimento de Ostriker y Peebles.

También debe ser estable o tener una vida mayor que la edad del universo para que aún esté presente en el universo luego del fin del equilibrio térmico durante la formación del universo, es decir luego de que la temperatura del universo en formación descendiera y que las interacciones en el universo temprano se desequilibrasen. La MO no debe presentar interacción fuerte pues no parece tener enlaces con la materia ya conocida.

Más aún la MO debe estar compuesta por partículas no conocidas pues no hay partículas en la física ya estudiada para explicar tales comportamientos[5]. Originalmente se creyó que los neutrinos podrían ser materia oscura pero por el hecho de ser tan ligeros, no resultan compatibles con las observaciones de formación de estructuras en el universo [6].

Otros intentos por explicar los comportamientos observados en el universo y que dan razón de la MO han sido por su puesto modificar las Leyes de la Dinámica de

## 1. PRELUDIO

---

Newton (MOND) de manera que no se requieran partículas sino que la gravedad se comporte de otra manera y que las interacciones que conocemos sean un límite de una teoría más general. Estas teorías han fracasado pues no reflejan todas las observaciones [7].

Un modelo que sí plantea partículas y parte del Modelo Estándar de partículas es el Modelo de Singlete Escalar donde se adiciona un bosón al modelo estándar y su interacción con el Higgs para que sea masivo, este modelo suple las condiciones de densidad reliquia de MO y adiciona sólo dos parámetros nuevos por lo que es un buen modelo sobre el cual trabajar. Sin embargo para este trabajo se estudia el neutralino pues Supersimetría soluciona muchos de los problemas actuales del Modelo Estándar.

Ya con la convicción de que debe haber MO en el universo las siguientes preguntas son ¿qué es?, ¿qué tanta cantidad hay en el universo? y más importante aún ¿de qué se compone?. Para estudiar su distribución y propiedades se puede partir por ejemplo de resultados de CMB, lentes gravitacionales, emisión de rayos X en clústers, experimentos tanto de detección directa como de indirecta. Un resultado interesante es el del experimento Planck [2], que es un experimento de CMB, ha establecido que el universo estaría compuesto de 4,9% materia común, 26,8% de lo que se ha llamado MO y 63,8% de Energía Oscura [8].

# Capítulo 2

## Materia Oscura

### 2.1 Si existe la materia oscura, ¿de qué está compuesta?

En cuanto a partículas, todas las preguntas que surjan deberían ser solucionadas de forma sencilla por el Modelo Estándar de Partículas (ME); sin embargo esto no sucede siempre pues el mismo presenta algunos problemas. Es así como surge la necesidad de recurrir a Supersimetría (SUSY) para extender el ME y así poder dar solución a tales preguntas, específicamente en el caso de la MO.

#### 2.1.1 Modelo Estándar de partículas

La física de partículas se centra en el estudio de los componentes de la materia y la interacción entre ellos. Actualmente existe el Modelo Estándar (ME) de física de partículas, el cual da cuenta con una precisión excepcional la vasta mayoría de las observaciones experimentales.

Dichas observaciones corresponden a experimentos realizados en una muy amplia escala de energías que van desde las más bajas hasta el rango de los  $10^{12}$  eV, que corresponde a las energías típicas de los aceleradores actuales como el LHC [9] y sus experimentos ATLAS [10], CMS [11]. Incluso medidas astrofísicas con energías que pueden llegar hasta más allá de los  $10^{20}$  eV, como por ejemplo en los rayos cósmicos, proveen resultados empíricos que reafirman el modelo estándar como se ha observado en AUGER [12] e IceCube [13].

Aún así, existen cuatro grandes problemas que en el marco del Modelo Estándar no tienen explicación y que por tanto señalan la existencia de una nueva física: el primero corresponde a la masa de los neutrinos, cabe recordar que en el modelo

## 2. MATERIA OSCURA

---

estándar los neutrinos no son masivos. El segundo es que no explica el mecanismo por el cual el bosón de Higgs, recién descubierto en el LHC [14], es estable ante correcciones radiativas. Tampoco se logra la unificación de los acoples gauge a gran escala y finalmente no ofrece ningún candidato viable para la materia oscura.

### 2.1.2 Supersimetría

Buscando extender la física de partículas se hace conveniente usar un modelo en que los problemas del ME se solucionen y Supersimetría (SUSY) es el modelo ideal para ello.

SUSY es una teoría en la que se relacionan bosones con fermiones mediante transformaciones y al igual que en el modelo de Dirac para fermiones aparecen antipartículas para cada partícula, en SUSY aparecen nuevas partículas de manera que a un bosón del ME le corresponde un súpercompañero fermión y a un fermión del ME le corresponde un súpercompañero bosón, extendiendo así el número de partículas en el modelo. Esto soluciona un problema del ME pues se tienen nuevas partículas que pueden ser candidatas a MO.

También se soluciona el problema de las correcciones radiativas para el Higgs, pues al introducir partículas con estadística de espín contrarias a las ya existentes, se cancelan las divergencias cuadráticas a la masa del bosón de Higgs y así mismo se puede lograr la unificación de las fuerzas fundamentales. Otro aspecto de esta introducción es que los bosones y fermiones están relacionados, a diferencia de lo que se tiene en el ME donde se tratan por aparte.

Para entender cómo funciona SUSY se puede revisar el modelo de Wess-Zumino [15] (ver Apéndice B), donde se trabaja con un fermión y un bosón, que a pesar de no representar ningún sistema físico real, el modelo permite calcular los elementos de una teoría de campos y visualizar propiedades de SUSY como simetría.

A continuación se mostrarán los elementos necesarios para proponer un Lagrangiano invariante bajo SUSY. Este proceso se hará de manera resumida y sencilla pero en caso tal de necesitar una mejor definición o más claridad, se pueden revisar [16] y/o [17]. Lo anterior permitirá extender el ME para así poder buscar un posible candidato a ser MO.

### Formalismo SUSY

Para proponer modelos supersimétricos se hace necesaria la introducción de los supercampos. Estos campos son funciones del espacio tiempo y de las variables de

---

Grassmann, donde la introducción de estas variables se puede entender como una extensión al espacio tiempo.

$$\phi(z) = \phi(x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}) \quad (2.1)$$

donde las variables de Grassmann están relacionadas por  $\theta^\alpha = \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ , y se tienen convenciones de índices de espinor de Weyl. Puesto que estos índices sólo pueden tomar dos valores las potencias mayores a 2 se hacen cero.

Se puede definir la derivada covariante para imponer condiciones sobre los supercampos como:

$$D_\alpha = \left( \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} + i(\sigma^\mu \bar{\theta})_\alpha \partial_\mu \right), \quad D_{\dot{\alpha}}^\dagger = \left( -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} - i(\theta \sigma^\mu)_{\dot{\alpha}} \partial_\mu \right) \quad (2.2)$$

de manera que se tomen campos que cumplan la condición:

$$D_{\dot{\alpha}}^\dagger \phi(z) = 0, \quad D_\alpha \phi^\dagger(z) = 0. \quad (2.3)$$

Los campos que cumplen tales condiciones son conocidos como quirales o lineales. Estas ecuaciones diferenciales se pueden resolver en coordenadas  $y^\mu = x^\mu - i\theta \sigma^\mu \bar{\theta}$  y luego se pueden expandir en potencias de  $x$ , donde la solución más general es un supercampo de la forma:

$$\begin{aligned} \Phi &= \phi(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y) \\ \Phi &= \phi(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\phi(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_\mu\partial^\mu\phi(x) \\ &\quad + \sqrt{2}\theta\psi(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu\psi(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F(x) \\ \Phi^\dagger &= \phi^*(y) + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\psi}(y^\dagger) + \bar{\theta}\bar{\theta}F(y^\dagger) \\ \Phi^\dagger &= \phi^*(x) - i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\phi^*(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_\mu\partial^\mu\phi^*(x) \\ &\quad + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\psi}(y) - \frac{i}{\sqrt{2}}\bar{\theta}\bar{\theta}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\psi}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}F^*(x) \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde  $\phi$  es un bosón,  $\psi$  es un fermión y  $F$  es un campo escalar auxiliar. De manera que  $\Phi$  constituye lo que se conoce como un supermúltiplo, si por ejemplo se toma el supermúltiplo que contiene al bosón de Higgs, el campo  $\phi$  sería el mismo campo escalar del ME y  $\psi$  sería su súpercompañero fermión.  $F$  es un campo escalar que puede ser expresado en términos de los otros campos haciendo uso de las ecuaciones de movimiento.

## 2. MATERIA OSCURA

---

Un supercampo vectorial en el gauge de Wess-Zumino (WZ), el cual elimina componentes del campo vectorial general, viene expresado junto a sus potencias como:

$$\begin{aligned} V &= \theta\sigma^\mu\bar{\theta}V_\mu + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda} + i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D \\ V^2 &= \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}V_\mu V^\mu \\ V^3 &= 0. \end{aligned} \tag{2.5}$$

La importancia del gauge de WZ es que en él las potencias superiores a 2 se hacen cero, lo cual hace renormalizable un Lagrangiano invariante bajo transformaciones gauge.

En un supercampo vectorial hay un campo  $V_\mu$  que cumple las funciones de un campo vectorial, de la misma manera que el bosón  $W_\mu$ , en el ME y un campo  $\lambda$  que es el súpercompañero de ese campo vectorial.

El Lagrangiano más general que involucra transformaciones gauge, que es invariante ante transformaciones SUSY y renormalizable se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{4}Tr(W^\alpha W_\alpha|_{\theta\theta} + \bar{W}^{\dot{\alpha}}\bar{W}_{\dot{\alpha}}|_{\bar{\theta}\bar{\theta}}) + \Phi^\dagger e^{V t_a} \Phi|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} \\ &+ \left[ \left( \frac{1}{2}m_{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}g_{ijk}\Phi_i\Phi_j\Phi_k \right) \right]_{\theta\theta} + h.c. \end{aligned} \tag{2.6}$$

donde los  $t_a$  son los parámetros generadores de la transformación gauge,  $m_{ij}$  y  $g_{ijk}$  son términos de acople y  $W_\alpha$ , conocido como superpotencial, está dado por:

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}D^\dagger D^\dagger (e^{-V} D_\alpha e^V). \tag{2.7}$$

Del Lagrangiano (2.6) se ve que hay un sector cinético, un sector debido a la transformación gauge (que contiene las interacciones mediadas por campos gauge) y un sector que contiene interacciones que dan lugar a campos masivos. La notación usada en (2.6) no significa evaluado sino que se toman sólo las componentes que contienen tales términos, usualmente se usa esta notación o la de las integrales de Berenzin (Apéndice A) que son totalmente equivalentes.

Si SUSY es una simetría exacta de la naturaleza, los pares partícula-súpercompañero deberían tener las mismas propiedades: números cuánticos y masa, pero como esto no ha sido evidenciado en los experimentos, se hace claro que SUSY es una simetría

---

que debe estar rota. Por desgracia en cuanto al rompimiento de simetrías en SUSY, este el sector menos entendido del modelo y en consecuencia aquí surgen algunos de los parámetros desconocidos del mismo.

Para no arruinar lo bueno de SUSY deben tenerse ciertas restricciones sobre cómo se rompe esta simetría, de manera que sólo se pueden agregar términos que sean masivos y que tengan la forma del superpotencial con coeficientes arbitrarios. Dos métodos sencillos pero ilustrativos son mostrados en el capítulo 6 de [16].

Un elemento adicional a teorías SUSY es la Paridad R, el cual es un número cuántico conservativo dado por:

$$R = (-1)^{2s+3B+L} \quad (2.8)$$

Donde  $s$  es el espín,  $B$  y  $L$  el número bariónico y leptónico respectivamente. Esto tiene 3 consecuencias muy interesantes:

- Las superpartículas decaen en un número impar de superpartículas
- Las superpartículas son producidas en pares y
- La superpartícula más ligera (LSP) es estable.

Estas consecuencias son interesantes pues hacen que el modelo SUSY sea acorde a lo visto en la experimentación y más aún, permite proponer un candidato para MO que en general es el LSP de la teoría.

### 2.1.3 MSSM

Un modelo más realista que el de Wess-Zumino y que sí representa un modelo físico real es la extensión mínima supersimétrica al modelo estándar (MSSM) el cual incorpora la fenomenología del modelo estándar dictada por el grupo de simetría  $U(1) \times SU(2)_L \times SU(3)_C$  y le adiciona SUSY, creando un nuevo grupo de partículas que son súpercompañeras de las partículas ya conocidas.

En la tabla 2.1 se ilustra cómo se construye el MSSM mediante la introducción de los supermúltiplos que guardan relación con las partículas del ME. Estos son compuestos de manera que si se tiene por ejemplo el campo  $e_R$  su supercompañero es denotado por  $\tilde{e}_R$  y el campo auxiliar  $F$  será función de  $e_R$  también.

La diferencia más notoria con el ME es la introducción de un doblete de Higgs adicional, de manera que se tienen dos dobletes de Higgs mientras en el ME se tiene sólo uno. Aunque esto no parece seguir el argumento de ser un modelo mínimo se puede mostrar que la introducción de un Higgs adicional es necesario pues en el ME



## 2. MATERIA OSCURA

Supermúltiplo	Carga $U_Y(1)$	Representación $SU(2)_L$	Contenido partículas		
			ME	SUSY	Auxiliar
$V^a$	1	<b>3</b>	$W_\mu^a$	$\lambda^a$	$D^a$
$V$	0	<b>1</b>	$B_\mu$	$\lambda$	$D$
$\Phi_l$	-1	<b>2</b>	$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{e}_L \\ \tilde{\nu}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} F(e_L) \\ F(\nu_L) \end{pmatrix}$
$\Phi_e$	2	<b>1</b>	$e_R$	$\tilde{e}_R$	$F(e_R)$
$\Phi_q$	$\frac{1}{3}$	<b>2</b>	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} F(u_L) \\ F(d_L) \end{pmatrix}$
$\Phi_u$	$-\frac{4}{3}$	<b>1</b>	$u_R$	$\tilde{u}_R$	$F(u_R)$
$\Phi_d$	$\frac{2}{3}$	<b>1</b>	$d_R$	$\tilde{d}_R$	$F(d_R)$
$\Phi_{H_1}$	-1	<b>2</b>	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} F(H_1^0) \\ F(H_1^-) \end{pmatrix}$
$\Phi_{H_2}$	1	<b>2</b>	$\begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} F(H_2^+) \\ F(H_2^0) \end{pmatrix}$

Table 2.1: Zoológico de partículas en el MSSM. En alguna literatura a los gauginos se les denota de manera similar a los Higgsinos, de manera que  $\lambda = \tilde{B}_\mu$  y  $\lambda^a = \tilde{W}_\mu^a$ .

un Higgs da masa a los quarks up y su conjugado a los quarks down pero en un supermúltiplo no pueden aparecer el campo y su conjugado.

Más específicamente el rompimiento de simetría electrodébil para el sector fermiónico se realiza en el modelo estándar cuando el Higgs  $\phi$  adquiere un VEV en el Lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{masas ME} = -y_e \bar{l}_L^i \phi_i e_R - y_d \bar{q}_L^i \phi_i d_R - y_u \epsilon_{ij} \bar{q}_L^i \phi^{*j} u_R + h.c. \quad (2.9)$$

donde  $y_n$  son los acoples de Yukawa que dan razón de las masas de los fermiones y  $\bar{l}_L^i$ ,  $\bar{q}_L^i$ ,  $e_R$ ,  $d_R$  y  $u_R$  son las componentes del ME de  $\Phi_l$ ,  $\Phi_q$ ,  $\Phi_e$ ,  $\Phi_d$  y  $\Phi_u$  respectivamente mientras que en el MSSM el rompimiento de simetría electrodébil viene del término conocido como superpotencial [5]:

$$\mathcal{W} = [-\mu \Phi_{H_1} \Phi_{H_2} + (h_E)_{ij} \Phi_{H_1} \Phi_l^i \Phi_e^j + (h_D)_{ij} \Phi_{H_1} \Phi_q^i \Phi_d^j - (h_U)_{ij} \Phi_{H_2} \Phi_q^i \Phi_u^j] \Big|_{\theta\theta} \quad (2.10)$$

con  $\mu$  como el parámetro de masa del higgsino y  $h_n$  los respectivos acoples de Yukawa en el MSSM. Con la introducción y definición de los supermúltiplos del MSSM se puede proceder a escribir el Lagrangiano completo del modelo más sin embargo sólo basta escribir explícitamente los necesarios para la detección directa de materia oscura. Es decir interacciones entre el candidato a materia oscura y los quarks que son los que componen la materia ordinaria; de manera que el último paso que hace

falta es diagonalizar las matrices de masa para hallar los eigenvalores de masa y proponer el LSP del modelo.

En este trabajo se propone al neutralino más ligero como el LSP, y para poder revisar su detección directa basta diagonalizar las matrices de masa para el neutralino, los quarks, los squarks y los Higgs neutros pues el neutralino interactúa con los quarks a través de Higgs neutros, el bosón Z y squarks.

*Neutralinos.* El sector del neutralino  $\chi_i^T = (\lambda, \lambda^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$  está descrito por el sector del lagrangiano:

$$\Delta\mathcal{L}_\chi = -\frac{1}{2}\overline{\chi}_i^T M_N \chi_i + h.c. \quad (2.11)$$

donde  $M_N$  es la matriz simétrica:

$$M_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z s_W c_\beta & m_Z s_W c_\beta \\ * & M_2 & m_Z c_W c_\beta & m_Z c_W s_\beta \\ * & * & 0 & -\mu \\ * & * & * & 0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

y el neutralino como tal es una partícula Majorana lo que quiere decir que su antipartícula es él mismo, lo que va a tener como consecuencia que el neutralino se autoaniquile. Esto es importante si se quiere proponer al neutralino como candidato a ser MO pues de esta forma se tiene un mecanismo simple para la producción de partículas en el universo temprano mediante aniquilación de materia oscura.

Al diagonalizar la matriz  $M_N$  se tienen cuatro estados propios tales que  $|m_{\tilde{\chi}_1^0}| < |m_{\tilde{\chi}_2^0}| < |m_{\tilde{\chi}_3^0}| < |m_{\tilde{\chi}_4^0}|$ . En la matriz  $M_N$ ,  $M_1$  y  $M_2$  son las masas de los gauginos de  $U(1)$  y  $SU(2)$  respectivamente, los gauginos de  $SU(2)$  son tres: uno neutro ( $\lambda^3$ ) y otros dos cargados ( $\lambda^\pm$ ).  $\beta$  es un parámetro de rompimiento de simetría electrodébil dado por el cociente entre los valores de vacío adquiridos por los Higgs:

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.13)$$

la notación corta para las funciones trigonométricas de  $\beta$  son  $c_\beta$  y  $s_\beta$  para las funciones coseno y seno respectivamente. Así mismo se usa la misma contracción para las funciones del ángulo de Weinber  $\theta_W$ ,  $s_W$  y  $c_W$  para las funciones seno y coseno. Finalmente  $m_Z$  es naturalmente la masa del bosón Z. El MSSM presenta un problema y es que ya en la experimentación se tienen demasiados parámetros libres, en realidad 124 para ser exactos, a los cuales sólo se les pueden imponer condiciones para que la fenomenología represente o esté acorde a la actual del ME, que ha sido probada en experimentos en altas energías.

## 2. MATERIA OSCURA

---

*Higgs.* Respecto a los Higgs la simetría electrodébil es rota cuando estos adquieren valores esperados de vacío:

$$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (v_1 + \phi_1^0 - i\xi_1^0)/\sqrt{2} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

$$\begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\phi_2^+ \\ (v_2 + \phi_2^0 - i\xi_2^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

y de estos Higgs salen 5 estados masivos usualmente denotados como  $h^0, H^0, H^\pm, A^0$ . Los estados que interesan para detección directa son dos estados neutros obtenidos mediante la diagonalización:

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

*Quarks.* Las matrices de masas para los quarks están dadas igual que en el ME donde las masas vienen determinadas por los acoples de Yukawa y el valor de vacío del Higgs teniendo en cuenta que como se explicó antes un Higgs da masas a los quarks up y otro a los down.

*Squarks* Para los squarks se ha optado por tomar sus masas degeneradas y sus matrices diagonales, de manera que esto simplifica los cálculos de sobremanera.

Ya con los estados que se requerirán para detección directa definidos y con el LSP como el neutralino, se adopta la notación en que el neutralino más ligero se denotará por  $\tilde{\chi}^0$  mientras no hayan riesgos a confusiones. Se puede proceder a introducir los aspectos necesarios para la detección directa.

# Capítulo 3

## Detección directa

Ya establecido cuál es el candidato a ser materia oscura y tanto sus propiedades como el modelo en que se trabaja se puede proceder a mirar su interacción con la materia común para así poder predecir cómo interactuaría la MO con un detector. Ésto se realiza en tres pasos: Primero se mira la interacción al nivel más bajo, es decir, mediante los diagramas de Feynman se calcula la amplitud de la interacción del neutralino con los quarks, que son el nivel más bajo de composición de materia ordinaria. Vale aclarar que para éste trabajo sólo se tomarán diagramas a nivel árbol. Luego se mira la interacción con los nucleones, ésta vez usando resultados de la matriz hadrónica pues ésta da razón de cómo se distribuyen los quarks en el nucleón. Éstos estimados son la combinación de resultados tanto empíricos como experimentales.

Finalmente se usa el factor de forma que es el que contiene la forma de adicionar coherentemente las funciones de onda para los estados de nucleones en el núcleo y la dependencia del momentum de las partículas. El factor de forma también es una aproximación de la realidad pues no es bien estimado y si se quiere usar un factor de forma que represente mejor la realidad así mismo se debe usar un factor de forma más complejo.

### 3.1 Dispersión elástica

Como se mencionó antes, la dispersión elástica se toma de los diagramas de Feynman, descritos a continuación para cada tipo de acople, que dictan la interacción entre MO y común y para el caso preciso del neutralino se tienen dos tipos de interacción: la escalar y la axialvectorial (espín), la interacción vectorial en éste caso no tiene cabida pues el neutralino es una partícula Majorana. Así pues la interacción y por ende la detección se da en dos ámbitos, el de la independiente y la dependiente del

### 3. DETECCIÓN DIRECTA

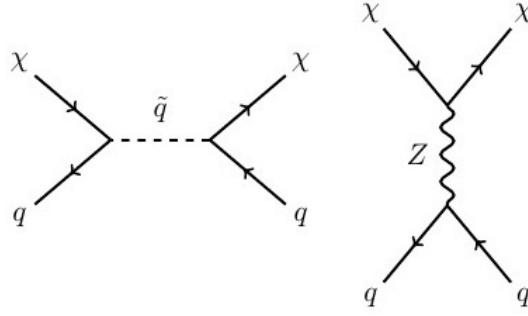


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para la amplitud de dispersión axialvectorial del neutralino y quarks

espín.

Por lo general la interacción escalar predomina cuando el detector está compuesto por elementos pesados por razones explícitas que se verán a continuación con la expresión para la sección eficaz; la sección eficaz dependiente del espín no tendrá esta misma dependencia y de hecho será mucho menor que la escalar para ciertos casos que se discutirán en el capítulo 5 cuando se hagan las simulaciones para ambas interacciones. Finalmente la interacción vectorial no se toma en cuenta pues como se mencionó antes el neutralino es una partícula Majorana, es decir la partícula es su misma antipartícula y por ello una expresión de la manera  $\chi\gamma^\mu\chi$  se hará cero por la estructura de las matrices  $\gamma$ .

#### 3.1.1 Interacción dependiente del espín en el MSSM

La interacción dependiente del espín o axialvectorial está dada por el diagrama de Feynman de la figura 3.1, la cual está dada completamente a nivel árbol y mediada por un bosón Z y por un squark. De ésta interacción se obtienen los términos de acople  $\alpha_{SD}$  extrayéndolo del sector del Lagrangiano:

$$\Delta\mathcal{L}_{axialvectorial} = \alpha_{SD} (\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma_5\chi) (\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5q) \quad (3.1)$$

los cuales están dados completamente por la teoría y el modelo en que se trabaja. Lo siguiente es tomar las interacciones netas con los nucleones, que están dados por la expresión [18]:

$$a_{p,n} = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{SD}}{\sqrt{2}G_F} \Delta q^{(p,n)} \quad (3.2)$$

de lo cual  $G_F$  es la constante de Fermi y los  $\Delta q$  son extraídos de cálculos de la matriz de corriente axialvectorial en un nucleón  $\langle n | \bar{q}\gamma_\mu\gamma_5q | n \rangle$ . Los valores de

---

$\Delta q$  presentan altas incertidumbres pues no han sido calculados de manera precisa como muchos de los cálculos nucleares, sin embargo se pueden realizar aproximaciones tanto experimentales como teóricas, un caso es mediante dispersión inelástica polarizada de donde se pueden obtener los valores para la matriz de corriente axialvectorial.

Con la interacción del neutralino y el nucleón ya definida se puede definir también la sección eficaz a transferencia de momentum cero dependiente del espín:

$$\sigma_0^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 m_r^2 \left[ \frac{1}{J} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle) \right] J(J+1) \quad (3.3)$$

donde  $J$  es el momentum total del núcleo,  $\langle S_{p,n} \rangle$  es el valor de espín en el núcleo y la masa reducida se define como  $m_r = m_\chi^2 m_N^2 / (m_\chi^2 + m_N^2)$ . Con la definición de la sección eficaz a momentum cero, para la extensión de la interacción con un nucleón a la interacción con el núcleo en sí bastará con adicionar a la expresión el factor de forma. La sección eficaz diferencial se puede expresar como [18]:

$$\left( \frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SD} = \frac{\sigma_0^{SD}}{4m_r^2 v^2} F^2(E_R) \quad (3.4)$$

donde cabe anotar que se usa la relación  $d|\mathbf{q}|^2 = 2m_N dE_R$  para poder expresar la sección eficaz diferencial en función de la energía depositada en el detector  $E_R$  en lugar de estar en función del momentum  $\mathbf{q}$  y  $F(E_R)$  es el factor de forma. El factor de forma que contiene la dependencia del momentum en el caso de la sección dependiente del espín se toma de forma polinomial de manera que ésta encaje con los resultados experimentales, así como se propone en [19], tomando el polinomio:

$$S_{ij} = \sum_k c_{ij}^{(k)} y^k \quad (3.5)$$

con  $y = 0.25(1\text{fm})A^{1/6}|q|^2$  y definiendo tanto:

$$a_0 = a_p + a_n, \quad a_1 = a_p - a_n \quad (3.6)$$

como:

$$S(q) = a_0^2 S_{00} + a_1^2 S_{11} + a_0 a_1 S_{01} \quad (3.7)$$

### 3. DETECCIÓN DIRECTA

---

para finalmente proponer el factor de forma como:

$$F(q) = \frac{S(|q|)}{S(0)}. \quad (3.8)$$

#### 3.1.2 Interacción independiente del espín en el MSSM

La interacción independiente del espín o escalar está mediada por un squark y por Higgs neutros, como es de esperarse, como lo muestran los diagramas de Feynman de la figura 3.2.

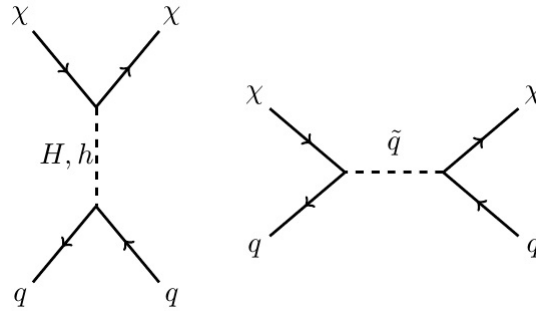


Figura 3.2: Diagrama de Feynman a nivel árbol para la interacción escalar del neutralino y quarks

Éstos diagramas están dados a nivel árbol y serán los únicos a considerar en éste trabajo, es decir se ha optado por ignorar diagramas con bucles porque son subdominantes. Ésta decisión se basa en el hecho de que los diagramas de Feynman al ser una especie de expansión en Taylor, cuando se evitan diagramas con bucles se pierde información, del mismo modo en el que se pierde al cortar una expansión en Taylor en algún punto, sin embargo como cálculo en primera aproximación tomar en cuenta sólo diagramas a nivel árbol es un cálculo más que aceptable.

Los acoples de la interacción escalar son extraídos del Lagrangiano al escribirlo en términos de los estados masivos de la manera

$$\Delta \mathcal{L}_{escalar} = \alpha_{SI} (\bar{\chi}\chi) (\bar{q}q) \quad (3.9)$$

y de manera similar al caso dependiente del espín se define la interacción escalar a nivel árbol con nucleones como:

$$f_{p,n} = m_{p,n} \sum_{q=u,d,s} \frac{f_{Tq}}{m_q} \alpha_{SI} \quad (3.10)$$

donde los términos  $f_{Tq}$  son obtenidos de cálculos de la matriz de corrientes para quarks ligeros  $\langle n | m_q \bar{q}q | n \rangle$  para un nucleón n, la cual es obtenidas a través del

---

cálculo del término sigma nucleón-pión y también acarrea imprecisiones como todos los cálculos nucleares por su difícil estimación.

También se define la sección eficaz a transferencia de momentum cero independiente del espín como:

$$\sigma_{SI}^0 = \frac{4m_r^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2 \quad (3.11)$$

siendo  $Z$  el número de protones y  $(A - Z)$  el de neutrones en el núcleo; usualmente se hace la aproximación de que  $f_p \simeq f_n$  de manera que la sección eficaz queda proporcional a  $A^2$ . La sección eficaz diferencial que dará la interacción neta entre el neutralino y el núcleo tomará en cuenta el factor de forma de la siguiente manera:

$$\left( \frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{m_N}{2m_r^2 v^2} \sigma_{SI}^0 F^2(E_R) \quad (3.12)$$

donde  $m_N$  es la masa del núcleo.

Con respecto al factor de forma en el caso de la interacción escalar se pueden usar dos que son los más recomendados [5]: Exponencial y Woods-Saxon.

El factor de forma más simple es el exponencial dado por la expresión:

$$F(E_R) = \exp(-Q/3m_N R_0^2) \quad (3.13)$$

donde  $R_0 = 10^{-13} \text{cm} [0.3 + 0.91(m_N/\text{GeV})^{1/3}]$  es el radio del núcleo.

Un factor de forma más preciso y así mismo más complejo, Woods-Saxon, es expresado por:

$$F^2(q) = \left( \frac{3j_1(qR_1)}{qR_1} \right)^2 \exp[-qs]^2 \quad (3.14)$$

donde  $j_1$  es una función esférica de Bessel,  $R_1 = (R^2 - 5s^2)^{1/2}$ ,  $R = 1.2fmA^{1/3}$  y  $s \simeq 1fm$ .

## 3.2 Rata de eventos

Ya completa la teoría para la dispersión elástica se puede proceder a analizar el siguiente nivel de la interacción: la escala astrofísica, es decir, cómo interactúa la materia oscura con un detector ubicado en la tierra y para lo cual es necesario hacer uso de argumentos astrofísicos. Debe tenerse en cuenta que en nuestra galaxia hay una densidad  $\rho_0$  de MO al rededor de la tierra y que ésta debe interactuar con el detector generando un número de eventos, más aún una rata de eventos.



### 3. DETECCIÓN DIRECTA

---

Ésta se puede decir estaría dada en su expresión más simple por  $R \approx n\sigma\langle v \rangle/m_N$  donde se tienen un número de partículas de MO  $n = \rho_0/m_\chi$  interactuando con una probabilidad dada por la sección de dispersión elástica  $\sigma$  debida a una velocidad promedio  $\langle v \rangle$  por unidad de masa del núcleo del detector  $m_\chi$ .

Pero como es usual en la física, la expresión más simple es también muy lejana a la realidad por lo que se debe modelar de un modo más realista la interacción astrofísica. Primero se debe tener en cuenta la densidad de MO que es una constante determinada por medidas astrofísicas de densidad reliquia y mediciones de curvas de rotación entre otras condiciones observacionales.

Segundo la velocidad es mejor modelada por una distribución  $f(v)$  pues el universo en sí está en constante movimiento y en principio éste factor debe tomar ésto en cuenta pero en primera aproximación se puede tomar una distribución Gaussiana de velocidades usualmente llamada Maxwelliana:

$$f(v)dv = \frac{4v^2}{v_0^3\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) \quad (3.15)$$

con  $v_0 \approx 220km/h$  siendo la velocidad circular del sol al rededor del centro de la galaxia. Un factor de velocidad más realista toma en cuenta el movimiento de la tierra con respecto al centro de reposo galáctico  $\mathbf{v}_e(t)$ , de manera que  $\mathbf{v} \rightarrow \mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{v}_e(t)$  con lo cual el factor de velocidades se expresa como [5]:

$$f(v)dv = \frac{v dv}{v_e v_0 \sqrt{\pi}} \left\{ \exp\left[-\frac{(v - v_e)^2}{v_0^2}\right] - \exp\left[-\frac{(v + v_e)^2}{v_0^2}\right] \right\} \quad (3.16)$$

con:

$$v_e = v_0 \left[ 1.05 + 0.07 \cos\left(\frac{2\pi(t - t_p)}{1 \text{ año}}\right) \right] \quad (3.17)$$

$t_p = \text{Junio } 2 \pm 1.3 \text{ días}$ . Éste factor de velocidades es especialmente útil si se quieren analizar los experimentos DAMA/LIBRA [20] o CoGeNT [21] en detección directa pues en ellos se toma en cuenta la dependencia temporal a través del año.

Finalmente la sección eficaz debe tener una dependencia del factor de forma y similarmente a la escogencia del factor de velocidades si se quiere modelar en una manera más exacta se debe escoger una expresión más compleja.

Pasando de los argumentos a lo matemático la rata de eventos se expresaría de mejor manera como:

$$R = \int_{E_T}^{\infty} dE_R \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v_{min}}^{v_{esc}} v f(v) \left( \frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) \right) dv. \quad (3.18)$$

---

Esta expresión toma en cuenta la distribución de velocidades de la materia oscura entre las velocidades  $v_{min} = \sqrt{(m_N E_R)/(2m_r^2)}$  que es la velocidad mínima para producir un retroceso nuclear y la velocidad local de escape  $v_{esc}$  la cual es la velocidad máxima a la cual la MO está gravitacionalmente ligada a la vía láctea. En cuanto a los límites en las energías para el detector,  $E_T$  es la energía mínima que el detector es capaz de medir. También se deben llamar los resultados para las secciones eficaces diferenciales para las interacciones dependiente e independiente del espín como:

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{m_N}{2m_r^2 v^2} [\sigma_{SI}^0 F_{SI}^2(E_R) + \sigma_{SD}^0 F_{SD}^2(E_R)]. \quad (3.19)$$

Para deshacerse de la dependencia del momentum y poner todo en función de la energía en el detector se hace uso de la expresión para el momentum en el eje de referencia del centro de masa  $|\mathbf{q}|^2 = 2m_r^2 v^2 (1 - \cos \theta_{CM})$  de lo cual se extrae la energía:

$$E_R = \frac{|\mathbf{q}|^2}{2m_N} = \frac{m_r^2 v^2}{m_N} (1 - \cos \theta_{CM}) \quad (3.20)$$

donde  $\theta_{CM}$  es el ángulo de dispersión en el eje de referencia del centro de masa.

### 3. DETECCIÓN DIRECTA

---

# Capítulo 4

## Del modelo a los resultados

### 4.1 Sobre los parámetros del modelo

Para poder obtener a partir de la teoría los resultados que se espera tener en el laboratorio se hace necesario escoger ciertos aspectos:

- La parametrización en el MSSM
- Los valores de los parámetros en el MSSM
- Las aproximaciones a usar en los factores de forma
- El factor de velocidades
- La densidad local de MO ( $\rho_0$ )

*La parametrización en el MSSM:* Como se mencionó antes el MSSM cuenta con 124 parámetros libres entre los cuales están: los parámetros  $\mu$  y  $\tan\beta$ , 3 parámetros en la masa del neutralino  $M_i$ , la masa del Higgs pseudoescalar  $m_A$ , 18 parámetros en las matrices  $3\times 3$  de masa para los squarks  $M_{\tilde{Q}}^2$ ,  $M_{\tilde{u}}^2$ ,  $M_{\tilde{d}}^2$ , 12 parámetros en las matrices  $3\times 3$  para los sleptones  $M_{\tilde{L}}^2$ ,  $M_{\tilde{e}}^2$  y finalmente 27 parámetros en las matrices de rompimiento de SUSY  $A_u$ ,  $A_d$ ,  $A_e$ .

Es por tal cantidad de parámetros que se deben asumir suposiciones en el modelo para reducirlos, por ejemplo el pMSSM que es de las parametrizaciones toma masas degeneradas para squarks y sleptones de primera y segunda generación (5 parámetros), masas para tercera generación de squarks y sleptones (5 parámetros), el parámetro de rompimiento SUSY  $A_i$  sólo toma valores para los squarks de tercera generación (3 parámetros) los tres parámetros de masa para el neutralino (3 parámetros) y  $\tan\beta$  y  $m_A$  dando en total un número de parámetros libres de 18.

## 4. DEL MODELO A LOS RESULTADOS

---

Otra parametrización usual es mSUGRA en donde sólo se tienen 5 parámetros libres: una masa común para los escalares (bosones de Higgs, sleptones, squarks)  $m_0$ , una masa para los gauginos y Higgsinos  $m_{1/2}$ , un término general  $A_0$ ,  $\tan \beta$  y el signo de  $\mu$ .

*Los valores de los parámetros en el MSSM:* En principio los parámetros libres son eso, precisamente libres y podrían tomar cualquier valor pero para poder representar la física de partículas debe cumplir al menos con la fenomenología del ME, por ejemplo las masas de las nuevas partículas deben estar por encima a las energías estudiadas en los experimentos actuales pues no se han encontrado evidencias fuertes que prueben que esas partículas están presentes a tales energías, así mismo se pueden establecer otras condiciones para ponerles cotas a los valores con resultados experimentales de manera fenomenológica.

*Factores de forma y de velocidades:* Como se mostró en el capítulo 4 para detección directa se pueden elegir distintas expresiones de los factores de forma, ya sean escalar o axialvectorial y para los factores de velocidad dependiendo del modelo que se quiera tomar. Por lo general se puede tomar una distribución de velocidades Maxwelliana si no se quiere analizar la dependencia en la modulación con respecto a los meses.

*La densidad local de MO:* Este podría ser el aspecto más incierto hasta ahora pues al calcularlo se tienen incertidumbres dependiendo del método de obtención y el modelo que se use. Por ejemplo podría calcularse de las curvas de rotación de galaxias y teniendo en cuenta una distribución esférica de materia oscura, claramente de las curvas de rotación de la galaxia se obtienen incertidumbres pues no son bien medidas desde la posición que tiene la tierra en la galaxia no se pueden medir con gran precisión y el modelo esférico aunque conveniente no es el más cercano a la realidad. Para las estimaciones se usará un valor estándar de  $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$  como se sugiere en [5] y [18]. Otros valores se pueden encontrar en la tabla 4.1 donde los últimos tres valores son obtenidos usando un modelo de simetría esférico y los demás obtenidos por mediciones locales como curvas de rotación de galaxias, velocidad de rotación del sol, etc.

Con estos aspectos a considerar en mente se puede seleccionar el modelo y la parametrización en la que se piensa trabajar. Para la estimación en éste trabajo se toma algo parecido al pMSSM tomando los parámetros libres que se toma en esa parametrización pero además asumiendo una masa degenerada para los squarks en sí, es decir los squarks up y down de primera, segunda y tercera generación tienen

---

Referencia	Año	$\rho_0$ [GeV cm <sup>-3</sup> ]
Holmberg y Flynn [22]	(2004)	$0.324 \pm 0.1$
Bienaymé et al. [23]	(2006)	$0.51 \pm 0.56$
Bovy y Tremaine [24]	(2012)	$0.3 \pm 0.11$
Garbari et al. [25]	(2012)	$0.33^{+0.25}_{-0.075}$
Saluci et al.[26]	(2010)	$0.43 \pm 0.15$
Catena y Ullio [27]	(2010)	$0.385 \pm 0.027$
McMillan [28]	(2010)	$0.4 \pm 0.04$

Table 4.1: Valores estimados para la densidad de materia oscura en varios trabajos. Una recopilación de resultados interesante se puede hallar en [29]

todos la misma masa, también se hace uso de la relación GUT:

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (4.1)$$

lo cual reduce otro parámetro. De manera que se tienen como parámetros libres una masa para los squarks  $m_{\tilde{q}}$ , 2 masas de gauginos  $M_1$  y  $M_3$ ,  $\tan \beta$ ,  $\mu$  que se toma positivo, la masa del Higgs pseudoescalar  $m_A$  y los 3 parámetros  $A_i$  para la tercera generación de quarks, un total de 9 parámetros libres.

Con respecto a los valores de éstos parámetros se usa como guía los sugeridos en [5] y se hace una especie de intersección con los límites actuales [30] obteniendo:

$$\begin{aligned}
80 \text{ GeV} &\leq m_A \leq 1 \text{ TeV}, & 20 \text{ GeV} &\leq M_2 \leq 500 \text{ GeV}, \\
20 \text{ GeV} &\leq \mu \leq 500 \text{ GeV}, & 160 \text{ GeV} &\leq m_{\tilde{q}} \leq 10 \text{ TeV}, \\
1 &\leq \tan \beta \leq 60.
\end{aligned} \quad (4.2)$$

Aunque faltan 4 parámetros para definir sus cotas, como se verá cuando se obtengan los términos de acoples se verá que para detección directa sólo se necesitan los dados anteriormente.

Para los factores de forma se toman el (3.8) y (3.13) donde el factor de forma para la interacción axialvectorial se toma con los valores estimados para el polinomio dados por [31].

## 4.2 Obtención de los acoples

Para obtener los términos de acople es necesario examinar el Lagrangiano del MSSM reemplazando en (2.6) los supermúltiplos definidos en la tabla 2.1 y tomando:

$$t^a = g\tau^a V^a + g'YV + g_s\lambda_G^\alpha V_s^\alpha \quad (4.3)$$

como generadores de las transformaciones gauge de  $U(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$  donde  $\tau^a = \sigma^a/2$  con  $\sigma$  siendo las matrices de Pauli y  $\lambda_G$  las matrices de Gell-Mann. Los términos de acople  $g'$ ,  $g$  y  $g_s$  los mismos acoples que en el ME y  $Y$  es la hipercarga débil. También es necesario como se mencionó antes introducir un sector de rompimiento de SUSY denotado usualmente como  $\mathcal{L}_{soft}$  para ser consecuentes con la fenomenología probada actualmente.

Para detección directa no es necesario examinar todo el Lagrangiano sino examinar el sector del neutralino y dependiendo de la partícula mediadora de la interacción entre el neutralino y los quarks hallar el acople respectivo. Por ejemplo, en la interacción axialvectorial la interacción está mediada por un bosón Z, por ello se debe revisar el sector del Lagrangiano que contenga la interacción del neutralino con el bosón Z y así mismo el otro “lado” del diagrama, es decir buscar la interacción entre un quark y antiquark con el bosón Z. Para obtener el sector de la interacción buscada, se busca en el Lagrangiano términos que contengan las partículas involucradas y como el neutralino es mitad gaugino es conveniente escribir explícitamente el sector de interacción gauge; éste sector se escribe como:

$$\begin{aligned} & \Phi^\dagger \exp \left( g \frac{\tau^a}{2} V^a + \frac{g'}{2} YV + g_s \frac{\lambda^\alpha}{2} V_s^\alpha \right) \Phi \Big|_{\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\theta} = |F|^2 + |\partial_\mu \phi|^2 + i\psi\sigma^\mu\partial_\mu\psi \quad (4.4) \\ & + \frac{g}{2} \left[ -(\bar{\psi}\bar{\sigma}^\mu\tau^a\psi + i\phi^*\tau^a\partial^\mu\phi)W_\mu^a - \sqrt{2}(\bar{\psi}\tau^a\phi\bar{\lambda}^a + \phi\tau^a\psi\lambda^a) + \phi^*\tau^a\phi D^a \right] \\ & + \frac{g'}{2} Y \left[ -(\bar{\psi}\bar{\sigma}^\mu\psi + i\phi^*\partial^\mu\phi)B_\mu - \sqrt{2}(\bar{\psi}\phi\bar{\lambda} + \phi\psi\lambda) + \phi^*\phi D \right] \\ & + \frac{g_s}{2} \left[ -(\bar{\psi}\bar{\sigma}^\mu\lambda^\alpha\psi + i\phi^*\lambda^\alpha\partial^\mu\phi)G_\mu^\alpha - \sqrt{2}(\bar{\psi}\lambda^\alpha\phi\bar{\tilde{G}}^\alpha + \phi\lambda^\alpha\psi\tilde{G}^\alpha) + \phi^*\lambda^\alpha\phi D^\alpha \right] \\ & + \frac{1}{4} \left[ (g^2 W_\mu^a W^{\mu a} + Y^2 g'^2 B^\mu B_\mu) \phi^* \phi + 2Y g g' W_\mu^a B^\mu (\phi^* \tau^a \phi) \right] \\ & + \frac{1}{4} \left[ g_s^2 G_\mu^\alpha G^{\mu\beta} \phi^* (\lambda^\alpha \lambda^\beta) \phi + 2Y g_s g' G_\mu^\alpha B^\mu (\phi^* \lambda^\alpha \phi) + 2g_s G_\mu^\alpha W^{\mu\alpha} \phi^* (\tau^a \lambda^\alpha) \phi \right]. \end{aligned}$$

De la expresión anterior los  $G_\mu^\alpha$  y los  $\bar{G}^\alpha$  cumplen la misma función que los bosones vectoriales  $V_\mu^a$  y  $V^a$  con la diferencia que éstos pertenecen a  $SU_c(3)$ . De éste sector del Lagrangiano se obtienen las interacciones de los supermúltiplos con los bosones

gauge de manera explícita, con la claridad de que en 4.4 aún no se ha roto simetría electrodébil; por lo que aún está expresado en términos de los bosones  $B_\mu$  y  $W_\mu^3$  en lugar del bosón neutro  $Z_\mu$  y el fotón  $A_\mu$  por ejemplo.

Para adicionar el hecho de romper simetría electrodébil basta con tener en cuenta las matrices de diagonalización para cada uno de los estados masivos, de manera que para el neutralino por ejemplo se tiene:

$$\chi_i^0 = \sum_{j=1}^4 N_{ij} \chi_j \quad (4.5)$$

o explícitamente:

$$\chi_i^0 = N_{i1} \lambda + N_{i2} \lambda^3 + N_{i3} \tilde{H}_1^0 + N_{i4} \tilde{H}_2^0 \quad (4.6)$$

donde  $N$  es la matriz que diagonaliza 2.12 con lo que se obtienen los neutralinos como estados masivos, los fermiones Majorana de cuatro componentes son obtenidos del doblete:

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

mientras que para los bosones neutros al igual que en el ME se guardan las relaciones dadas por el ángulo de Weinberg:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

### 4.2.1 Diagrama mediado por el bosón Z

Para obtener el término de acople se hizo necesario, como se mencionó antes, revisar el Lagrangiano para obtener el acople entre neutralino-neutralino y Z y quark-antiquark y Z.

#### Interacción neutralino-neutralino-Z

Esta interacción se obtuvo del sector:

$$\left[ \Phi_{H_1}^\dagger \exp(g\tau^a V^a + g'YV) \Phi_{H_1} + \Phi_{H_2}^\dagger \exp(g\tau^a V^a + g'YV) \Phi_{H_2} \right] \Big|_{\bar{\theta}\theta\theta\theta} \quad (4.9)$$

y más específicamente del primer término de la segunda y tercera línea en 4.4 que da la interacción entre los supercompañeros de los Higgs y los bosones neutros si



#### 4. DEL MODELO A LOS RESULTADOS

---

se toman sólo los bosones  $W_\mu^3$  y  $B_\mu$  que son componentes del bosón  $Z_\mu$ . Luego de expresar éstos términos en función de los estados masivos se obtiene:

$$\Delta\mathcal{L}_{\bar{\chi}Z\chi} = \frac{g}{2c_W} Z_\mu \left[ \left( \frac{N_{i4}N_{j4}^* - N_{i3}N_{j3}^*}{2} \right) (\bar{\chi}_i^0 \sigma^\mu \chi_j^0) - \left( \frac{N_{i4}^*N_{j4} - N_{i3}^*N_{j3}}{2} \right) (\chi_j^0 \sigma^\mu \bar{\chi}_i^0) \right] \quad (4.10)$$

lo cual definiendo se simplifica definiendo

$$\begin{aligned} O_{ij}^L &= \frac{1}{2}(N_{i4}N_{j4}^* - N_{i3}N_{j3}^*) \\ O_{ij}^R &= -O_{ij}^* \end{aligned} \quad (4.11)$$

y teniendo en cuenta las relaciones

$$\bar{\chi}_i^0 \sigma^\mu \chi_j^0 = \bar{\chi} \gamma^\mu P_L \chi \quad (4.12)$$

$$\chi_j^0 \sigma^\mu \bar{\chi}_i^0 = \bar{\chi} \gamma^\mu P_R \chi \quad (4.13)$$

obteniendose finalmente:

$$\Delta\mathcal{L}_{\bar{\chi}Z\chi} = \frac{g}{2c_W} Z_\mu (O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R). \quad (4.14)$$

#### Interacción quark-antiquark-Z

Para ésta interacción se tomó el sector de los supermúltiplos que contienen tanto quarks derechos como izquierdos:

$$\left[ \Phi_q^\dagger \exp(g\tau^a V^a + g'YV) \Phi_q + \Phi_u^\dagger \exp(g'YV) \Phi_u + \Phi_d^\dagger \exp(g'YV) \Phi_d \right] \Big|_{\bar{\theta}\theta\theta\theta} \quad (4.15)$$

de nuevo se toman los primeros términos de la segunda y tercera fila para  $\Phi_q$  y sólo el primer término de la tercera fila para  $\Phi_u$  y  $\Phi_d$  con lo que además teniendo las hipercargas de los quarks y sus matrices de diagonalización se tiene:

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{L}_{\bar{q}Zq} &= \frac{g}{c_W} Z_\mu \left[ \left( -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2 \right) (\bar{u}_R \sigma^\mu u_L) - \frac{2}{3} \bar{u}_L \sigma^\mu u_R + \right. \\ &\quad \left. \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{3}s_W^2 \right) (\bar{d}_R \sigma^\mu d_L) + \frac{1}{3} \bar{d}_L \sigma^\mu d_R \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

lo cual teniendo en cuenta las relaciones entre las matrices  $\sigma^\mu$  y  $\gamma^\mu$  se puede

expresar de mejor manera como:

$$\Delta\mathcal{L}_{\bar{q}Zq} = \frac{g}{2c_W} Z_\mu \gamma^\mu [\bar{q} \{ (-T_3^q + Q^q s_W^2) P_L - s_W^2 Q^q P_R \} q] \quad (4.17)$$

con  $T_3^q$  y  $Q^q$  siendo el isoespín débil y la carga del quark  $q = u, d$  respectivamente.

Ya con ambos vértices del diagrama de Feynman se puede extraer la parte del término de acople  $\alpha_{SD}$  debido al diagrama mediado por un bosón Z; para ello se debe recordar que el neutralino en cuestión es el LSP, es decir  $\chi = \tilde{\chi}_1^0$  y además como se considera la interacción axialvectorial se toma el  $\gamma_5$  de  $P_{L,R}$ , de manera que el acople sería:

$$\alpha_{SD}^Z (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q) = -\frac{g^2 T_3^q}{4c_W^2 m_Z^2} O_{00}^R (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q). \quad (4.18)$$

## 4.2.2 Diagrama mediado por squark

El siguiente diagrama a considerar es el diagrama mediando la interacción a través de un squark, éste diagrama tiene la peculiaridad de que está presente tanto en la interacción escalar como en la axialvectorial, por ende es de suma importancia obtener los términos de acople y entender por qué está presente en ambas interacciones.

### Interacción neutralino-quark-squark

Puesto que un vértice del diagrama de Feynman es el conjugado del otro vértice, basta con obtener el término de la interacción neutralino-quark-squark la cual se dedujo en primera instancia del sector del Lagrangiano:

$$\left[ \Phi_q^\dagger \exp(g\tau^a V^a + g'YV) \Phi_q + \Phi_u^\dagger \exp(g'YV) \Phi_u + \Phi_d^\dagger \exp(g'YV) \Phi_d \right] \Big|_{\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\theta} \quad (4.19)$$

y de nuevo explícitamente, basta con considerar el segundo paréntesis en la segunda línea en (4.4) y también el segundo paréntesis en la tercera línea de la misma ecuación. De manera que recogiendo sólo los gauginos neutros ( $\lambda, \lambda^3$ ) se obtiene:

$$\Delta\mathcal{L} = - \left[ \bar{\tilde{u}}_L \left( \frac{g}{\sqrt{2}} \lambda^3 + \frac{g'}{3\sqrt{2}} \lambda \right) u_L - h.c. \right] + \left( \frac{4}{3} \frac{g'}{\sqrt{2}} \bar{\tilde{u}}_R \lambda u_R + h.c. \right) + \quad (4.20)$$

$$\left[ \bar{\tilde{d}}_L \left( \frac{g}{\sqrt{2}} \lambda^3 - \frac{g'}{3\sqrt{2}} \lambda \right) d_L + h.c. \right] - \left( \frac{2}{3} \frac{g'}{\sqrt{2}} \bar{\tilde{d}}_R \lambda d_R + h.c. \right).$$

#### 4. DEL MODELO A LOS RESULTADOS

---

El otro sector a considerar es el sector de interacciones de Yukawa, el sector que da masas a los quarks:

$$\Delta \mathcal{L}_{Yukawa} = \left( \frac{\sqrt{2}m_d}{v_1} \Phi_{H_1} \Phi_q \Phi_d - \frac{\sqrt{2}m_u}{v_2} \Phi_{H_2} \Phi_q \Phi_d \right) \Big|_{\theta\theta} + h.c. \quad (4.21)$$

donde tomando sólo los términos con Higgsinos neutros se obtiene:

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L}_{Yukawa} = & -(h_D)_{ij} \left( \tilde{d}_{Li} d_{Rj} \tilde{H}_1^0 + \tilde{d}_{Rj} d_{Li} \tilde{H}_1^0 \right) + h.c. \\ & -(h_U)_{ij} \left( \tilde{u}_{Li} u_{Rj} \tilde{H}_2^0 + \tilde{u}_{Rj} u_{Li} \tilde{H}_2^0 \right) + h.c. \end{aligned} \quad (4.22)$$

ya con ambos sectores expresados en los supermúltiplos lo siguiente es expresarlos en términos de los estados masivos, donde usando las proyectores  $P_{L,R}$  y las relaciones establecidas en 4.5 y 4.7 se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\tilde{q}q} = & \tilde{u}_i \bar{u}_j \left\{ \left[ -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( N_{12} + \frac{1}{3} \tan \theta_W N_{11} \right) - (h_U)_{ij} N_{14} \right] P_R \right. \\ & \left. + \left( \frac{4}{3} \frac{g'}{\sqrt{2}} N_{11} (h_U)_{ij} N_{14}^* - (h_U)_{ij}^* N_{14} \right) P_L \right\} \chi \\ & + \tilde{d}_i \bar{d}_j \left\{ \left[ -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( N_{12} - \frac{1}{3} \tan \theta_W N_{11} \right) - (h_U)_{ij} N_{13} \right] P_R \right. \\ & \left. - \left( \frac{2}{3} \frac{g'}{\sqrt{2}} N_{11} (h_U)_{ij} N_{13}^* - (h_D)_{ij}^* N_{13} \right) P_L \right\} \chi \end{aligned} \quad (4.23)$$

lo cual se simplifica mucho más definiendo:

$$\begin{cases} X_{ij1}^{uR} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( N_{12} + \frac{1}{3} \tan \theta_W N_{11} \right) - \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{(m_u)}{m_W s_\beta} N_{14}^* \\ W_{ij1}^{uL} = \frac{4}{3} \frac{g'}{\sqrt{2}} N_{11} - \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{(m_u)}{m_W s_\beta} N_{14}^* \end{cases} \quad (4.24)$$

$$\begin{cases} X_{ij1}^{dR} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( N_{12} - \frac{1}{3} \tan \theta_W N_{11} \right) - \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{(m_d)}{m_W c_\beta} N_{13}^* \\ W_{ij1}^{dL} = -\frac{2}{3} \frac{g'}{\sqrt{2}} N_{11} - \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{(m_d)}{m_W c_\beta} N_{13}^* \end{cases} \quad (4.25)$$

con lo que se expresa finalmente de manera más simple:

$$\mathcal{L}_{\chi\tilde{q}q} = \bar{q}_i (X_{ij1}^{qR} P_R + W_{ij1}^{qL} P_L) \chi \tilde{q}_j + h.c. \quad . \quad (4.26)$$

La interacción mediada por squarks estaría dada enteramente por la expresión anterior multiplicada por su hermítico conjugado, de manera que se obtendría:

$$\left[ \bar{q}_i (X_{ij1}^{qR} P_R + W_{ij1}^{qL} P_L) \chi \tilde{q}_j \right] \left[ \bar{\chi} (X_{ij1}^{qR*} P_L + W_{ij1}^{qL*} P_R) q_i \tilde{q}_j \right] \quad (4.27)$$

el problema con ésta expresión es que no está en la forma que se necesita:

$\alpha_{SD}^{\tilde{q}} (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q)$  para la interacción dependiente del espín y  $\alpha_{SI}^{\tilde{q}} (\bar{\chi} \chi) (\bar{q} q)$  para la interacción escalar o independiente del espín. Para obtener el acople como se necesita es necesario hacer uso de las transformaciones de Fierz, las cuales relacionan matrices  $\gamma$  de la siguiente manera:

$$(\bar{\psi}_1 \Gamma^A \psi_2) (\bar{\psi}_3 \Gamma^B \psi_4) = \frac{1}{16} \sum_{C,D} \text{Tr} [\Gamma^C \Gamma^A \Gamma^D \Gamma^B] (\bar{\psi}_1 \Gamma^C \psi_4) (\bar{\psi}_3 \Gamma^D \psi_2) \quad (4.28)$$

donde  $\Gamma^i = \mathbf{1}$ ,  $\gamma^\mu$ ,  $\sigma^{\mu\nu}$ ,  $\gamma^\mu \gamma_5$ ,  $\gamma_5$ . Al hacer uso de las transformaciones, 4.26 se transforma en dos términos: para la interacción axialvectorial

$$\frac{1}{4} \sum_{j=1}^6 \frac{|X_{ij1}^{qR}|^2 + |W_{ij1}^{qL}|^2}{m_{\tilde{q}_j}^2 - (m_\chi^2 + m_{q_i}^2)} (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q) \quad (4.29)$$

y para la interacción escalar

$$-\frac{1}{4} \sum_{j=1}^6 \frac{\text{Re}\{X_{ij1}^{qR} (W_{ij1}^{qL})^*\}}{m_{\tilde{q}_j}^2 - (m_\chi^2 + m_{q_i}^2)} (\bar{\chi} \chi) (\bar{q} q) \quad (4.30)$$

con lo que se hallan los términos de acople:

$$\alpha_{SD}^{\tilde{q}} = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^6 \frac{|X_{ij1}^{qR}|^2 + |W_{ij1}^{qL}|^2}{m_{\tilde{q}_j}^2 - (m_\chi^2 + m_{q_i}^2)}, \quad (4.31)$$

$$\alpha_{SI}^{\tilde{q}} = -\frac{1}{4} \sum_{j=1}^6 \frac{\text{Re}\{X_{ij1}^{qR} (W_{ij1}^{qL})^*\}}{m_{\tilde{q}_j}^2 - (m_\chi^2 + m_{q_i}^2)}. \quad (4.32)$$

### 4.2.3 Diagrama mediado por Higgs neutros

El último acople necesario para la detección directa es el de la interacción escalar mediado por los Higgs neutros  $h^0$ ,  $H^0$ . Este acople se hace con neutralinos a través de Higgsinos y gauginos, mientras que para los quarks como es natural se hace a través de los acoples de Yukawa.

## 4. DEL MODELO A LOS RESULTADOS

---

### Interacción neutralino-neutralino-Higgs

Para obtener el término de interacción de neutralinos con Higgs, se tomó el supermúltiplo del Higgs y su interacción gauge, es decir el sector:

$$\left[ \Phi_{H_1}^\dagger \exp(g\tau^a V^a + g'YV) \Phi_{H_1} + \Phi_{H_2}^\dagger \exp(g\tau^a V^a + g'YV) \Phi_{H_2} \right] \Big|_{\bar{\theta}\theta\theta\theta} \quad (4.33)$$

donde aunque es el mismo sector que se toma para la interacción neutralino-neutralino-Z ésta vez el foco es no sobre la interacción de Higgsinos con bosones gauge sino de Higgsinos con gauginos y además con los propios Higgs. Estos términos de interés están contenidos en los segundos paréntesis de la segunda y tercera línea de 4.4:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi H, h\chi} = & -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[ (H_1^0)^* \lambda^3 \tilde{H}_1^0 - (H_2^0)^* \lambda^3 \tilde{H}_2^0 \right] + h.c. \\ & -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[ (H_1^0)^* \lambda \tilde{H}_1^0 - (H_2^0)^* \lambda \tilde{H}_2^0 \right] + h.c. \end{aligned} \quad (4.34)$$

los cuales luego de romper simetría electrodébil mediante la adquisición de valores esperados de vacío (VEV) y expresarlo en términos de los nuevos estados masivos neutros queda expresado como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi H, h\chi} = & \frac{g}{2} (-\sin \alpha h^0 + \cos \alpha H^0)^* [(N_{12}^* - \tan \theta_W N_{11}^*) N_{13}] \bar{\chi} P_L \chi + h.c. \\ & + \frac{g}{2} (\cos \alpha h^0 + \sin \alpha H^0)^* [(N_{12}^* - \tan \theta_W N_{11}^*) N_{14}] \bar{\chi} P_L \chi + h.c. \end{aligned} \quad (4.35)$$

donde teniendo en cuenta que el hermítico conjugado es conjugar las expresiones y cambiar  $P_L \rightarrow P_R$  y además definiendo:

$$\begin{aligned} Z_{11}^{h^0} &= \text{Re}\{-\sin \alpha (N_{12} - \tan \theta_W N_{11}) N_{13} + \cos \alpha (N_{12} - \tan \theta_W N_{11}) N_{14}\} \\ Z_{11}^{H^0} &= \text{Re}\{-\cos \alpha (N_{12} - \tan \theta_W N_{11}) N_{14} + \sin \alpha (N_{12} - \tan \theta_W N_{11}) N_{13}\} \end{aligned} \quad (4.36)$$

se obtiene simplificando:

$$\mathcal{L}_{\chi H, h\chi} = \bar{\chi} \left[ Z_{ij}^{h^0} P_L + \left( Z_{ij}^{h^0} \right)^* P_R \right] h^0 \chi + \bar{\chi} \left[ Z_{ij}^{H^0} P_L + \left( Z_{ij}^{H^0} \right)^* P_R \right] H^0 \chi. \quad (4.37)$$

### Interacción quark-antiquark-Higgs

Como se mencionó antes ésta interacción sale del sector dado por los acoplos de Yukawa, donde en términos de los estados masivos y antes del rompimiento de simetría electrodébil el sector de interés se puede escribir como:

$$-(h_D)_{ij} H_1^0 \bar{d}_j P_L d_i - (h_U)_{ij} H_2^0 \bar{u}_j P_L u_i + h.c. \quad (4.38)$$

lo cual ya después del rompimiento de simetría ED, tomar los Higgs neutros y tener en cuenta que los acoples de Yukawa están dados por:

$$(h_U)_{ij} = \sqrt{2} \frac{m_u}{v_2} = g \frac{m_u}{\sqrt{2} m_W \sin \beta} \quad (4.39)$$

$$(h_D)_{ij} = \sqrt{2} \frac{m_d}{v_1} = g \frac{m_d}{\sqrt{2} m_W \cos \beta} \quad (4.40)$$

se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi H, h\chi} = & g \frac{m_d}{\sqrt{2} m_W \cos \beta} \bar{d} (\sin \alpha h^0 - \cos \alpha H^0) d \\ & - g \frac{m_u}{\sqrt{2} m_W \sin \beta} \bar{u} (\cos \alpha h^0 + \sin \alpha H^0) u. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Finalmente con los términos para cada vértice del diagrama de Feynman se obtiene el término de acople debido a la interacción escalar mediante los higgs neutros como:

$$\begin{aligned} \alpha_{SI}^{H,h} (\bar{\chi} \chi) (\bar{q} q) = & - \left[ \bar{\chi} \left( Z_{11}^{h^0} h^0 \chi \right) \right] \frac{1}{m_h^2} \left[ \bar{q} \frac{g m_q}{2 m_W \beta_q^h} \alpha_q^h q \right] \\ & - \left[ \bar{\chi} \left( Z_{11}^{H^0} H^0 \chi \right) \right] \frac{1}{m_H^2} \left[ \bar{q} \frac{g m_q}{2 m_W \beta_q^H} \alpha_q^H q \right]. \end{aligned} \quad (4.42)$$

Con lo que se obtiene la totalidad de los acoples tanto de la interacción escalar como la dependiente del espín:

$$\alpha_{SD} = \alpha_{SI}^Z + \alpha_{SI}^{\tilde{q}} \quad (4.43)$$

$$\alpha_{SI} = \alpha_{SI}^{\tilde{q}} + \alpha_{SI}^{H,h}. \quad (4.44)$$

### 4.3 Los últimos detalles

Ya teniendo tanto los valores entre los que pueden variar los parámetros y los acoples de la teoría lo único que queda faltando son las expresiones para las masas tanto del neutralino como para los Higgs neutros y más importante aún la diagonalización de (2.12) pues ésto es lo que da la composición del neutralino. Ésta composición es importante para mirar límites y casos especiales, dos de ellos son los casos en que el neutralino es Higgsino:  $|N_{11}|^2 + |N_{12}|^2 < |N_{13}|^2 + |N_{14}|^2$  y el otro donde el neutralino es gaugino:  $|N_{11}|^2 + |N_{12}|^2 > |N_{13}|^2 + |N_{14}|^2$ .

La otra diagonalización que hace falta es la de la matriz de masas de los Higgsinos, más específicamente los valores de los ángulos  $\alpha$  definidos para diagonalizar esa matriz.

#### 4. DEL MODELO A LOS RESULTADOS

---

En cuanto a los parámetros de los Higgs neutros se tiene [17] a nivel árbol:

$$\sin 2\alpha = -\sin 2\beta \left( \frac{m_H^2 + m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \quad (4.45)$$

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \left( \frac{m_H^2 + m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \left( \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \right) \quad (4.46)$$

y para las masas:

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left( m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_A^2 \sin^2 2\beta} \right). \quad (4.47)$$

Para el neutralino más ligero se obtiene a nivel árbol [32]: la diagonalización

$$\chi = \lambda - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( \frac{m_1}{M_1 + \mu} + \frac{m_2}{M_1 - \mu} \right) \tilde{H}_1^0 + \left( \frac{m_1}{M_1 + \mu} - \frac{m_2}{M_1 - \mu} \right) \tilde{H}_2^0 \right] \quad (4.48)$$

con

$$m_{1,2} = \frac{m_Z s_W}{\sqrt{2}} (c_\beta \pm s_\beta) \quad (4.49)$$

donde al comparar (4.48) con (4.6) se pueden identificar los factores:

$$N_{11} = 1, \quad (4.50)$$

$$N_{12} = 0,$$

$$N_{13} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( \frac{m_1}{M_1 + \mu} + \frac{m_2}{M_1 - \mu} \right) \right],$$

$$N_{14} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( \frac{m_1}{M_1 + \mu} - \frac{m_2}{M_1 - \mu} \right) \right]$$

y la masa del neutralino LSP expresada en términos de los parámetros libres [17]

$$m_\chi = M_1 - \frac{m_Z^2 s_W^2 (M_1 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_1^2} \quad (4.51)$$

Ya expresados todos los términos necesarios para realizar un estimado de la detección directa de materia oscura en función de los parámetros libres sólo falta proceder a realizar los estimados. Los valores de las constantes físicas del ME y constantes astrofísicas se pueden hallar en [30, 33].

# Capítulo 5

## Estimaciones de detección directa de materia oscura

### 5.1 Resultados esperados en un detector de $^{73}\text{Ge}$

Finalmente para concluir el trabajo, definidos todos los límites y expresiones necesarias para realizar estimaciones numéricas de la detección directa de materia oscura, es preciso proceder a realizar las estimaciones numéricas para la detección del neutralino como MO.

Para realizar los escaneos de las distintas magnitudes de interés como lo son las secciones eficaces dependiente e independiente del espín y ratas de eventos, se tomaron una serie de valores para los parámetros libres del modelo de la siguiente manera:

- 16 valores para  $m_A$  variando 60 GeV para cada valor entre 80 GeV y 1 TeV.
- 9 valores para  $\mu$  variando 60 GeV para cada valor entre 20 y 500 GeV.
- 9 valores para  $M_2$  variando 60 GeV para cada valor entre 20 y 500 GeV.
- 20 valores para  $m_{\tilde{q}}$  variando 500 GeV para cada valor entre 160 GeV y 1 TeV.
- 9 valores para  $\tan\beta$  variando 0.1 para cada valor entre 1 y 60.

Cabe recordar que los límites entre los cuales varían los parámetros ya fueron presentados en (4.2). Cada punto en las gráficas va a ser una combinatoria entre los valores tomados para la estimación, por ejemplo: un punto va a ser debido a la combinación de valores  $m_A = 80$  GeV,  $\mu = 20$  GeV,  $M_2 = 20$  GeV,  $m_{\tilde{q}} = 160$  GeV y  $\tan\beta = 1$ .



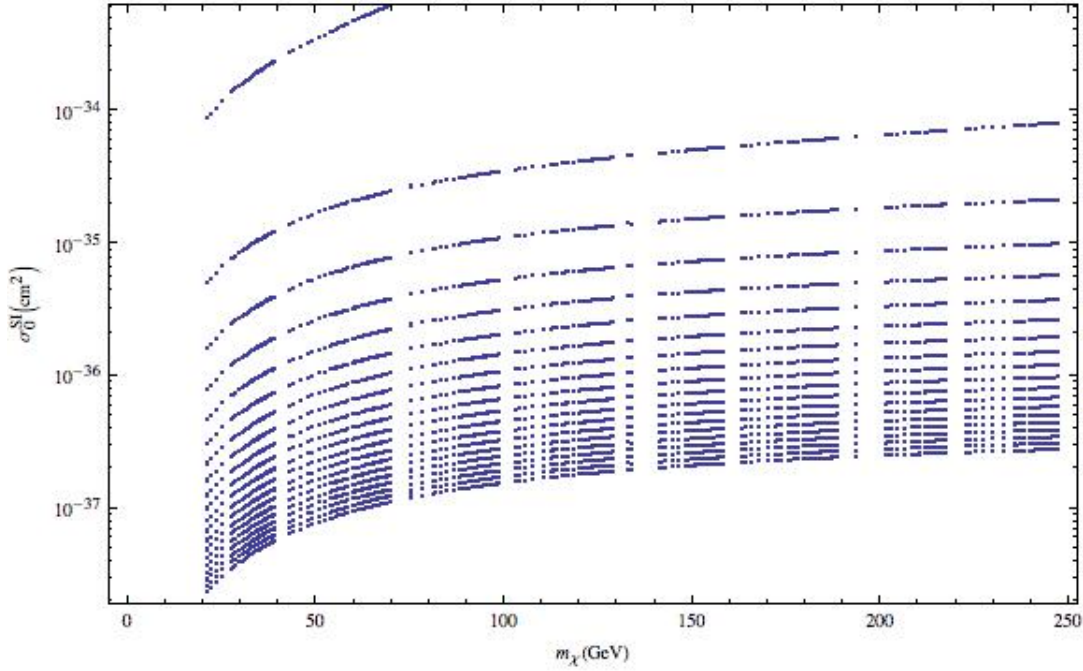


Figura 5.1: Sección eficaz para la interacción escalar entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  variando los parámetros libres del modelo entre los límites definidos en (4.2).

Se tomó además un detector de  $^{73}\text{Ge}$ , pues tiene una masa nuclear grande que permite mayor interacción escalar y también espines no apareados que permite la interacción dependiente del espín, como el del experimento CDMS [34] o EDELWEISS-III [35] y usando los ajustes polinomiales para el factor de forma dependiente del espín dado en [36] se obtiene la sección eficaz de la figura 5.1, donde se ha graficado la sección eficaz para la interacción independiente del espín en función de la masa del neutralino y se ha asumido además que la masa del neutralino debe ser mayor a 20 GeV.

Antes de empezar a analizar los resultados del escaneo de parámetros cabe aclarar que no son curvas lo que se presentan en las gráficas sino una combinación de puntos que cumplen ciertas condiciones, como que el neutralino sea la LSP del modelo. Esto es de suma importancia para evitar una mala interpretación de los resultados aquí presentados.

En la gráfica de la figura 5.1 se puede observar una tendencia proporcional entre la sección eficaz y la masa del neutralino pues se observa una acumulación de puntos para secciones eficaces más grandes a medida que se toman mayores masas para el neutralino. Otro aspecto que se puede notar en la gráfica es ciertas discontinuidades las cuales son debidas a que se tomaron valores discretos para los parámetros por lo que algunas masas del neutralino no serían tomadas, este aspecto se puede ver en

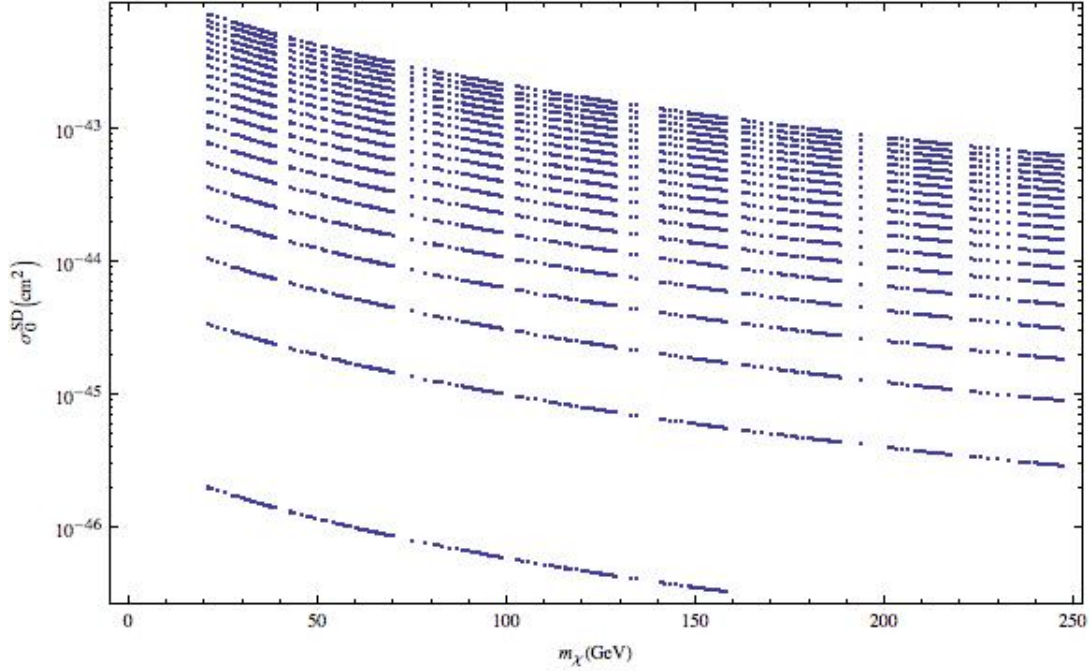


Figura 5.2: Sección eficaz a transferencia de momentum cero para la interacción dependiente del espín entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  donde se observa el comportamiento en función de los parámetros libres del modelo entre los límites definidos en (4.2).

todas las demás gráficas de estimaciones.

También se hace claro que las secciones eficaces son bastante bajas lo cual generará pocos eventos en el detector haciendo bastante compleja la detección de las partículas de materia oscura.

Para la interacción dependiente del espín se obtiene la gráfica de la figura 5.2 con amplitudes de interacción bastante bajas al igual que para la interacción independiente del espín. La sección eficaz dependiente del espín disminuye a medida que aumenta la masa del neutralino pues se ve el aumento de puntos para secciones eficaces de menor magnitud a medida que la masa del neutralino aumenta. Ambas secciones eficaces muestran estar dentro de los rangos esperados para la detección directa de materia oscura [37].

Al observar el comportamiento obtenido en las distintas gráficas se puede ver que tienden a crearse por así decirlo líneas, estas son debidas a la variación de un parámetro en especial:  $m_{\tilde{q}}$ . Este parámetro no afecta la masa del neutralino de ninguna manera, por lo que su variación sólo produce cambios que se reflejan en un valor más alto o bajo de secciones eficaces y por ende de rata de eventos de igual manera, creando un efecto de líneas.

Si se analizan las gráficas de la sección eficaz para las interacciones escalar, figura

## 5. ESTIMACIONES DE DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

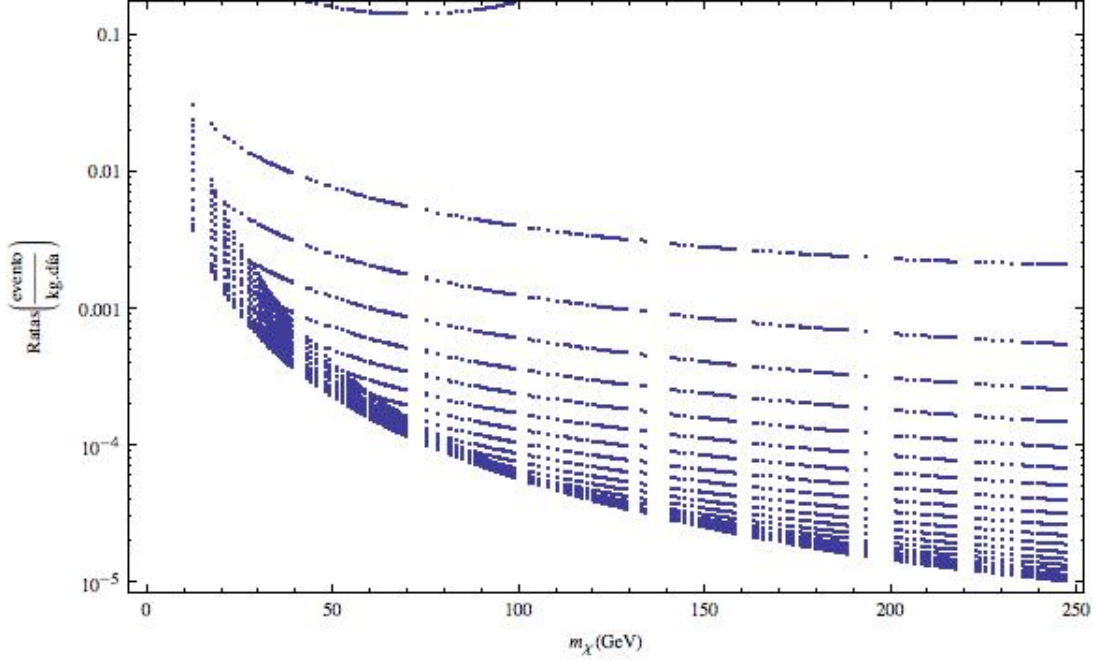


Figura 5.3: Rata de eventos para un detector de  $^{73}\text{Ge}$  en función de la masa del neutralino como partícula de materia oscura tomando en cuenta la interacción independiente e dependiente del espín variando los parámetros libres del modelo en los límites citados anteriormente en (4.2).

5.1, y axialvectorial, figura 5.2, se podría pensar que la dependencia es directa e inversamente proporcional a la masa del neutralino respectivamente, sin embargo se debe tener en cuenta que tanto la sección eficaz como la masa del neutralino también son funciones de los parámetros libres  $M_2$ ,  $\mu$ ,  $\beta$  y  $m_A$  como se puede ver en las expresiones para  $\sigma_{SI,SD}$  y para la masa del neutralino (4.51). Tanto la masa del neutralino como las secciones eficaces están en función de esos 4 parámetros (excluyendo la masa de los squarks que slo est en las expresiones para las secciones eficacez) por ende el comportamiento de las secciones eficacez depende de los parámetros mencionados principalmente y no directamente de la masa del neutralino. Afortunadamente el comportamiento que tienen las secciones eficaces con respecto a la masa del neutralino es el mismo comportamiento que se tiene con respecto a los parámetros libres y por eso es trivial incluir gráficas en función de tales parámetros.

Por otro, lado ya pasando a la interacción de la MO con el detector usando los factores de forma exponencial (3.13) y el polinómico definido en (3.5) se obtienen las ratas de tales interacciones esperadas como se muestra en la figura 5.3. En esta gráfica se hace claro que el número de eventos debidos a la interacción entre la materia oscura y la materia común es muy baja por lo que los detectores deben tener una resolución excepcional siendo capaces de discriminar entre el ruido debido a otras interacciones y las debidas a la detección directa. En la gráfica se ve que

---

en caso de que el neutralino tuviese masa de 20 GeV se tendrían 8 eventos con un detector de 1 kg de masa esperando 10 días en el mejor de los casos o esperando 100 días con un detector de la misma masa en el peor de los casos.

Un comportamiento que vale la pena analizar es ¿por qué la sección eficaz es mayor para el caso de la interacción escalar que en la interacción axialvectorial?. Esto se puede analizar al hacer la razón entre ambas secciones eficaces e intentando separar los términos dependientes del modelo a los nucleares:

$$\frac{\sigma_0^{SD}}{\sigma_0^{SI}} = \left( \frac{8(J+1)}{A^2 J} \right) \left( \frac{G_F^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)}{f_p^2} \right) \quad (5.1)$$

donde el segundo paréntesis es el que contiene los factores dependientes del modelo y el primero los nucleares; la constante de Fermi se ha incluido en el segundo paréntesis para obtener un valor más fácil de analizar. Para los parámetros usados en el escaneo el segundo paréntesis varía entre valores del orden de  $10^{-4} - 10^{-16}$  mientras que el primer paréntesis presenta valores de  $1.83 \times 10^{-3}$ ,  $1.42 \times 10^{-3}$  y  $7.77 \times 10^{-4}$  para detectores compuestos de  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{129}\text{Xe}$  y  $^{131}\text{Xe}$  respectivamente, lo que quiere decir que para detectores compuestos de tales elementos en la gran mayoría de la combinación de parámetros la sección eficaz escalar será mayor a la sección eficaz axialvectorial.

Más allá de ver comportamientos en las gráficas y valores límites para las interacciones y las ratas de eventos debe notarse que la masa del neutralino debe tener un valor bien determinado, es decir, sólo un punto en las gráficas obtenidas es el que dará razón de si existe o no la materia oscura y si es o no neutralino. Las gráficas son estimaciones y cotas a la vez, diciendo que en caso tal de que la materia oscura sea neutralino y que interactúe con la materia común como o dictan los diagramas de Feynman discutidos en el capítulo 3 es entre los puntos obtenidos en las gráficas donde se debe encontrar una señal en un detector. De encontrarse tal señal debida a un punto de la teoría se confirmaría la existencia del neutralino como materia oscura y además se confirmaría la existencia de SUSY, lo que sería un avance pues se hallarían evidencias de la física que hay más allá del ME.

Como se verá en el capítulo 6 las combinaciones de parámetros usadas ya han sido descartadas por experimentos actuales pues la sensibilidad de estos llega al orden de  $10^{-45}$  para las secciones eficaces escalares y aún no se han encontrado señales de MO en los experimentos llevados a cabo. Sin embargo estos escaneos sirven para observar cómo se comportan las secciones eficaces y las ratas de eventos en función de los parámetros libres elegidos en este trabajo.

Por supuesto a las gráficas en 5.1, 5.2 y 5.3 se les pueden hacer cotas para hacer

## 5. ESTIMACIONES DE DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

---

los cálculos de estimaciones numéricas más realistas, ésto se puede hacer mediante dos métodos: Cotas en laboratorios y Cálculos astrofísicos.

*Cotas en laboratorios:* Estas cotas se realizan de los resultados de los experimentos a altas energías, por ejemplo como se explicó antes al no haber evidencia de partículas de SUSY las masas deben ser más altas que las energías a las que se realizan los experimentos. Otra manera más efectiva de establecer cotas es analizar los canales de decaimiento (BF, *Branching Fraction*) por ejemplo del bosón Z, donde el bosón Z tiene un canal de decaimiento invisible con lo que podría decaer a una partícula de materia oscura teniendo un BF distinto de cero y observando los otros decaimientos conocidos, como en neutrinos y antineutrinos por ejemplo se puede acotar el BF del bosón Z a neutralinos, obteniendo cotas para los parámetros libres del modelo pues teóricamente el BF se expresa en términos de los parámetros libres del modelo.

También se pueden realizar búsquedas de partículas supersimétricas cargadas en colisiones como es el caso de los charginos, partículas compuestas por gauginos cargados, obteniendo de nuevo cotas en los parámetros libres. Otra forma de realizar estas cotas es usar la masa del Higgs recientemente descubierto en el LHC que en el caso del MSSM sería el bosón  $h^0$  y cuya masa dependerá de los parámetros libres del modelo, sin embargo la masa del Higgs a nivel árbol 4.47 usada en este trabajo no es la correcta pues falta realizarle las correcciones radiativas pero una vez con la expresión correcta se podría acotar mejor los parámetros libres de manera que la combinación de parámetros diera la masa del Higgs de al rededor de 125 GeV [14].

*Cálculos astrofísicos:* Más específicamente cálculos de densidad reliquia. La densidad reliquia da razón de la cantidad de partículas que aún quedan después de la formación del universo, en el caso de la densidad reliquia de materia oscura, la cantidad de materia oscura aún presente en el universo. Para este cálculo se hace uso de argumentos termodinámicos donde se establece a través de la ecuación de Boltzmann que la densidad reliquia de materia oscura dependerá inversamente del promedio térmico de la sección eficaz  $\langle\sigma v\rangle$  para dos partículas de materia oscura que se aniquilan en partículas ordinarias. De manera que imponiendo condiciones a la densidad reliquia con experimentos de CMB por ejemplo se impone a su vez cotas sobre los parámetros libres del sistema a través del promedio térmico de la sección eficaz para el candidato a materia oscura que se trabaje.

A continuación se pueden mirar otros dos comportamientos interesantes: la dependencia de la estructura del neutralino y también la dependencia del detector.

---

## 5.2 Dependencia de la estructura del neutralino en su detección

Los dos límites a analizar son claros: el caso en que el neutralino es más gaugino que Higgsino y viceversa. Dos cosas se hacen claras al ver la sección eficaz de la interacción escalar en ambos límites, figuras 5.4 y 5.5, la primera es que la sección eficaz alcanza un valor mayor por dos ordenes de magnitud en el caso de la estructura mayormente higgsina, como es de esperarse debido al acople con los higgs neutros en uno de los diagramas de interacción. La otra conclusión es que claramente hay muchos más casos en que la estructura es más gaugina en los valores que se han tomado para realizar el escaneo del modelo por la cantidad de puntos que cumplen la condición impuesta.

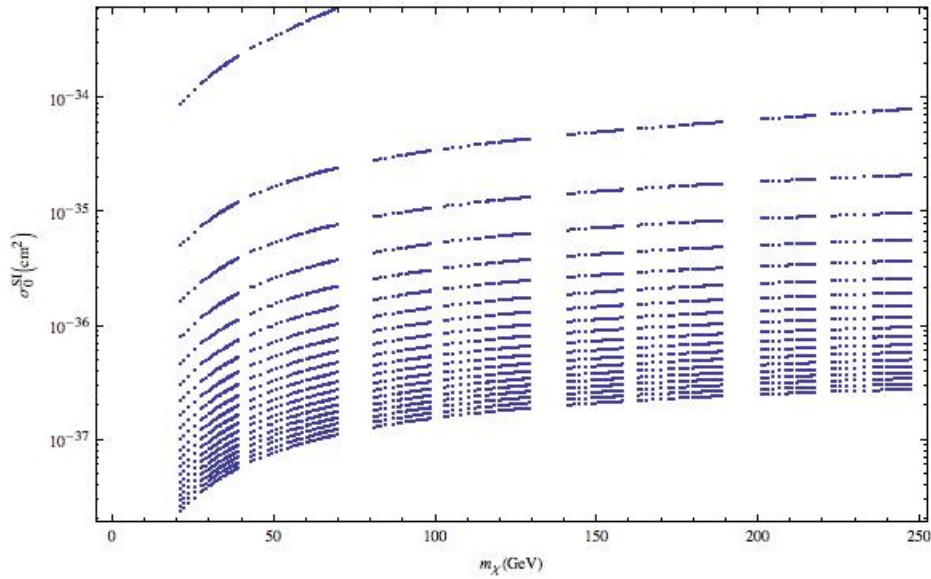


Figura 5.4: Sección eficaz para la interacción escalar entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  en el caso en que su estructura es más gaugino que higgsino variando los parámetros libres del modelo como (4.2).

## 5. ESTIMACIONES DE DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

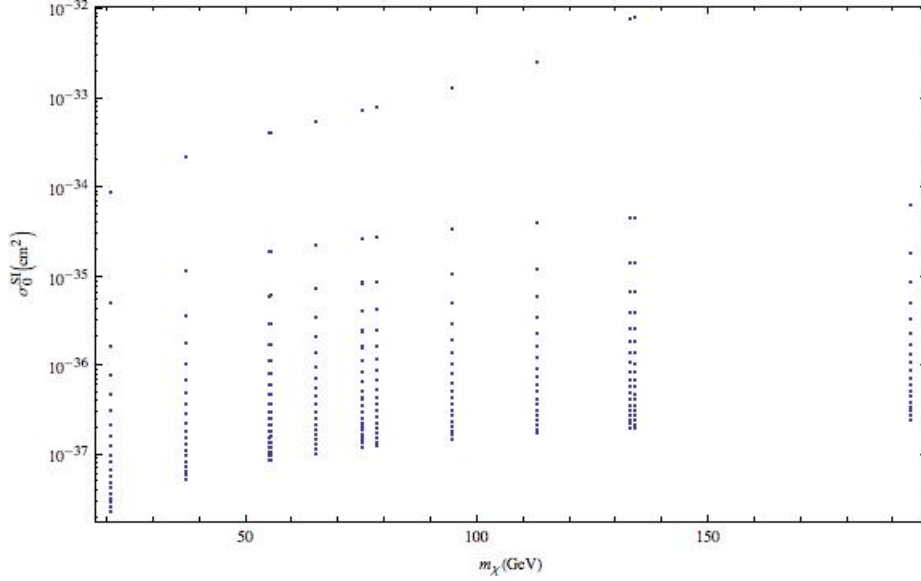


Figura 5.5: Sección eficaz a transferencia de momentum cero para la interacción independiente del espín entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  para el caso en que la estructura del neutralino es higgsino y observando su comportamiento en función de los parámetros libres entre los límites definidos en (4.2).

Al analizar la interacción dependiente del espín a través de su sección eficaz graficada en las figuras 5.6 y 5.7 se nota que el comportamiento es igual al que se obtuvo para la sección eficaz independiente del espín, con un mayor número de casos para el caso gaugino y uno menor para el caso higgsino. Los valores de las secciones eficaces para ambos casos límites están dentro del mismo rango, entre  $10^{-47}$  y  $10^{-42}$  ampliamente hablando a diferencia de la interacción independiente del espín.

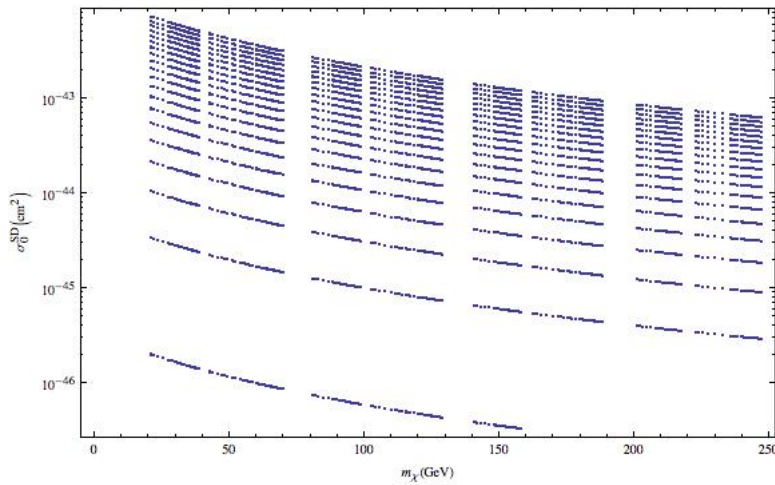


Figura 5.6: Sección eficaz para la interacción axialvectorial entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  en el caso en que su estructura es más gaugino que higgsino al variar los parámetros como (4.2).



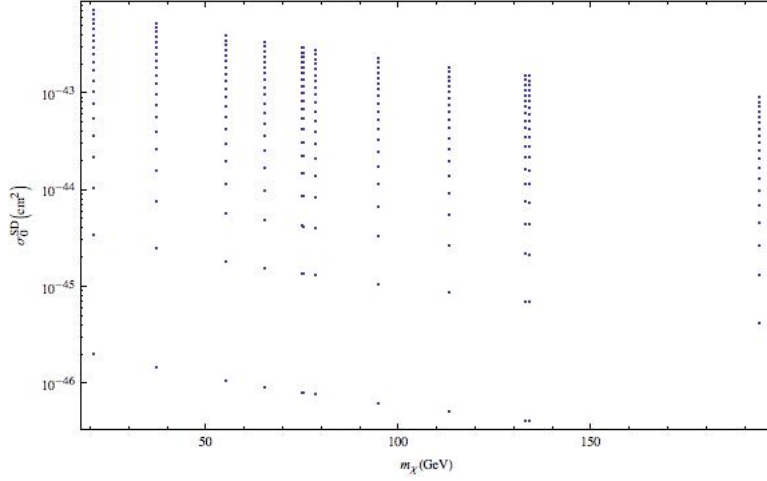


Figura 5.7: Sección eficaz a transferencia de momentum cero para la interacción dependiente del espín entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  para el caso en que la estructura del neutralino es higgsino mediante el escaneo de parámetros en (4.2).

Finalmente para las ratas de detección en ambos casos, figuras 5.8 y 5.9, en el caso de estructura higgsina se ve notablemente que se producen más eventos en los que la materia oscura interactúa con la materia común. Por lo que de ser éste el caso real para el neutralino sería mucho más fácil detectarlo, mientras que para el caso gaugino se nota que la cantidad de eventos en el detector se acumulan en lo más bajo de la gráfica, prediciendo que en caso de que el neutralino tenga una componente mayormente gaugina será más difícil detectarlo por sus bajos eventos en el detector.

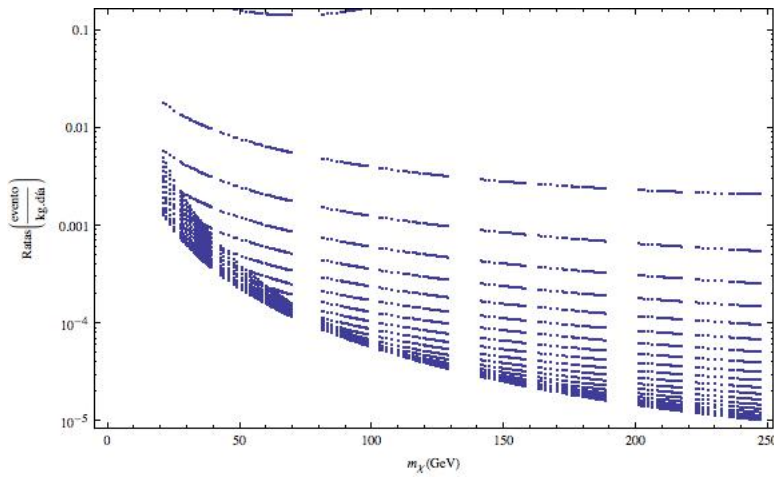


Figura 5.8: Rata de eventos para la interacción entre materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  en el caso en que su estructura es más gaugino que higgsino teniendo en cuenta las interacciones axialvectorial y escalar al variar los parámetros (4.2).



## 5. ESTIMACIONES DE DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

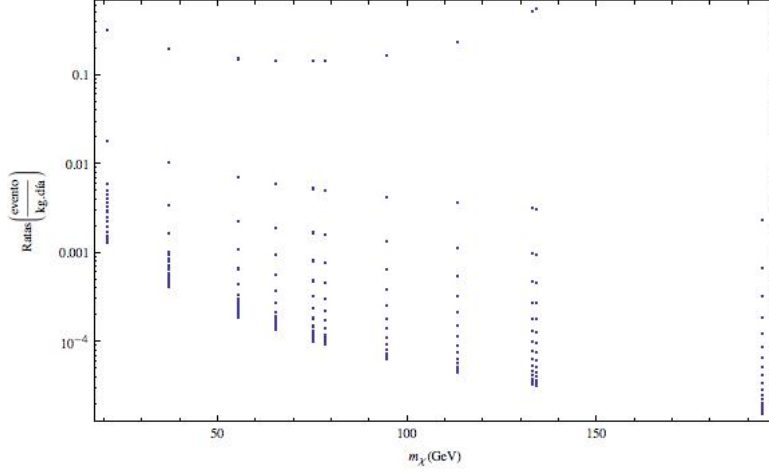


Figura 5.9: Rata de eventos para la detección directa de materia oscura y un detector de  $^{73}\text{Ge}$  para el caso en que la estructura del neutralino es higgsino para las interacciones dependientes e independiente del espín al variar los parámetros libres del modelo como (4.2).

### 5.3 De la dependencia del material del detector

Otro comportamiento interesante de analizar es ¿qué sucede al cambiar el material del detector?

Al mirar las expresiones para la sección eficaz a transferencia de momentum cero para el caso de la interacción escalar 3.11 es fácil notar que a medida que el material sea más pesado, más grande será su interacción debido a la proporcionalidad directa al número de protones  $A$ . Con respecto a la sección eficaz dependiente del espín no habrá cambio pues esta no depende del material del detector, sin embargo sí hay un cambio al momento de definir la aproximación polinómica para el factor de forma dependiente del espín 3.5 pues los valores  $S_{ij}$  dependen explícitamente del elemento que se tome. De manera que para tomar en cuenta distintos materiales que compongan el detector es necesario saber su número de protones (lo cual es bastante fácil sabiendo el isótopo) y cómo es su estructura interna, más específicamente su factor de forma  $S_{ij}$ . Éstos valores pueden encontrarse para el  $^{129}\text{Xe}$  y  $^{131}\text{Xe}$  entre otros elementos en [38]. Los elementos  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{129}\text{Xe}$  y  $^{131}\text{Xe}$  son los de interés en este trabajo por ser componentes de CDMS II, CoGeNT, XENON100, entre otros.

Así pues, usando las funciones de estructura encontradas en las referencias para distintos materiales, se realizan sólo las estimaciones de la rata de eventos 5.10 para los distintos materiales, pues los resultados para las secciones eficaces son muy obvios y la expresión para la rata de eventos toma tanto la sección eficaz de las interacciones dependiente e independiente del espín.

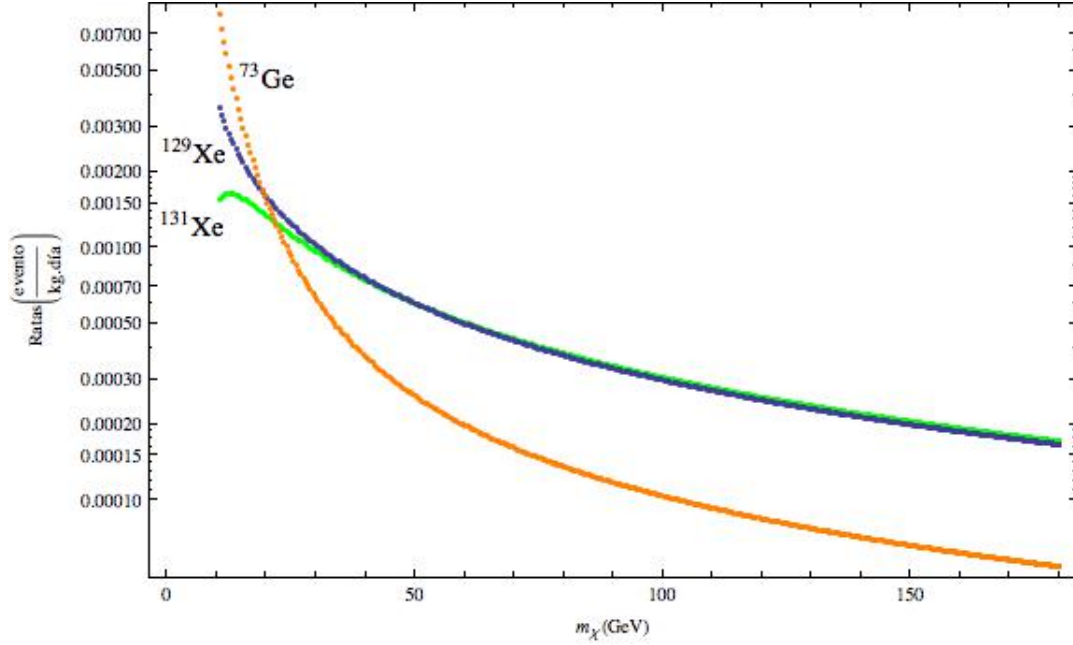


Figura 5.10: Estimación de la rata de eventos para detectores compuestos de  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{129}\text{Xe}$  y  $^{131}\text{Xe}$  considerando las interacciones axialvectorial y escalar entre el neutralino con el detector. Para la obtención de esta gráfica se dejaron constantes los valores de los parámetros  $\beta$ ,  $\mu$ ,  $m_A$  y  $m_{\tilde{q}}$  en valores centrales de 1.18, 260 GeV, 500 GeV y 4160 GeV respectivamente y se varió  $M_2$  entre los límites definidos en (4.2).

Para obtener la figura 5.10 se dejaron constantes los valores de los parámetros  $\beta$ ,  $\mu$ ,  $m_A$  y  $m_{\tilde{q}}$  en valores centrales de 1.18, 260 GeV, 500 GeV y 4160 GeV respectivamente y se varió  $M_2$  en 60 GeV entre los valores antes dados en (4.2). De la gráfica se ve algo interesante y es que en caso tal de que el neutralino sea ligero será más fácil de detectar pues en todos los detectores tratados se producen más eventos a bajas energías y a medida que la masa del neutralino aumenta se hace más difícil un evento en que la materia oscura interactúe con el detector. Un detector hecho de  $^{73}\text{Ge}$  tendrá más eventos que los hechos de isótopos de Xe hasta energías poco más allá de los 20 GeV, donde los detectores de Xe toman el mando. Un detector de  $^{129}\text{Xe}$  tendrá más eventos que los demás materiales hasta energías cercanas a los 60 GeV donde el detector hecho de  $^{131}\text{Xe}$  tiene más eventos que los otros materiales para masas mayores.

Otro aspecto interesante en esta gráfica es el pico que presenta el  $^{131}\text{Xe}$  el cual es debido a que hasta un valor para la masa del neutralino cercano a los 10 GeV la interacción axialvectorial es dominante para la combinación de parámetros usada en esta simulación, pero después de los 10 GeV la interacción escalar se hace mayor y la rata de eventos empieza a descender como en los otros detectores; en los otros detectores no se presenta este comportamiento, por lo que se puede inferir que para

## 5. ESTIMACIONES DE DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

---

tales detectores la interacción escalar siempre es la dominante bajo la combinación de parámetros usada.

De este análisis gráfico se ve claramente que el material en el detector juega un papel muy importante a la hora de la detección directa pues aparte de las consideraciones tanto teóricas como experimentales para la fenomenología de materia oscura también se deben tener en cuenta las consideraciones necesarias en el laboratorio a realizar la detección como lo son: el material del detector, su aislamiento de ruido (seales que no tienen nada que ver con detección directa de materia oscura), pureza del material y resolución del detector.

# Capítulo 6

## Estado del arte de la detección directa de Materia Oscura

Hasta aquí, se ha trabajado un modelo supersimétrico donde el neutralino es la LSP dentro del mismo y así mismo el neutralino es candidato a materia oscura como una partícula débilmente interactuante (WIMP). Se han calculado las estimaciones para la interacción tanto axialvectorial como escalar para la materia oscura y un detector ubicado en la Tierra y también la rata de eventos de tales interacciones tomando algunos límites en la estructura del neutralino y variando el material del detector. Habiendo hecho esto es conveniente dar una mirada al estado del arte de la detección de materia oscura, especialmente a aquellos experimentos que se puedan relacionar con las estimaciones ya realizadas.

### 6.1 Sobre los experimentos de detección directa

En los experimentos de detección directa de MO es necesario tener en cuenta dos aspectos importantes que derivan el uno del otro: La sensibilidad del detector y la discriminación entre los datos debidos a la interacción con una partícula de materia oscura y los debidos a procesos naturales. El primero de esos aspectos tiene que ver con la sección eficaz para las interacciones tanto dependiente como independiente del espín y la segunda con la rata de eventos.

#### 6.1.1 Todo es sobre la sensibilidad

Como ya se vio en las estimaciones para la detección directa de materia oscura las secciones eficaces son muy bajas, del orden de  $10^{-37} - 10^{-34}$  para la interacción independiente del espín y  $10^{-33} - 10^{-29}$  para la interacción dependiente del espín. Es

## 6. ESTADO DEL ARTE DE LA DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

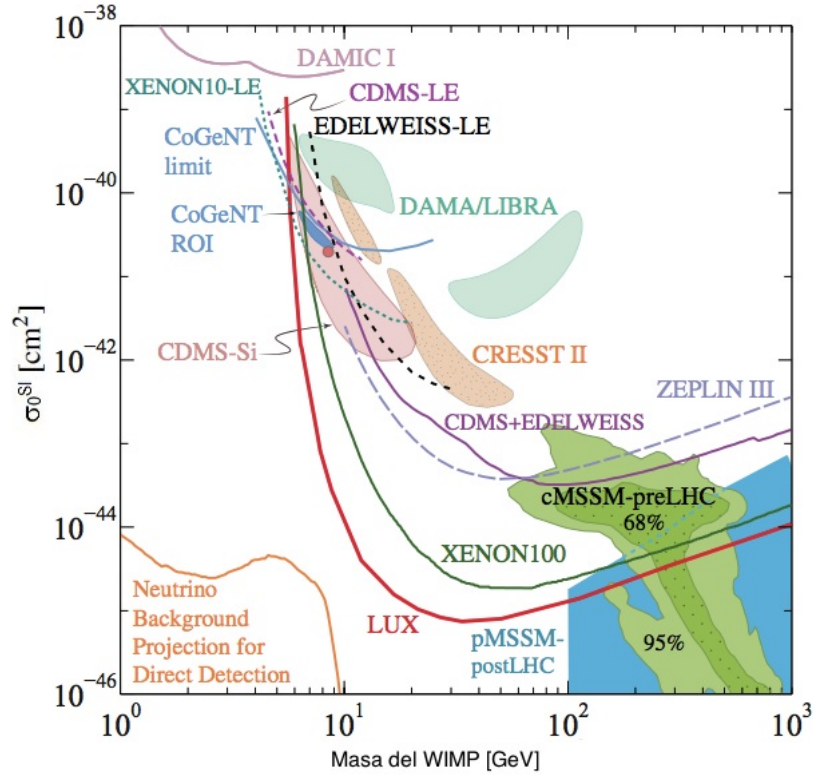


Figura 6.1: Límites de sensibilidad en los experimentos actuales para la sección eficaz independiente del espín. También se muestran límites en los espacios de parámetros para modelos supersimétricos en las zonas sombreadas. El sector *Neutrino Background Projection for Direct Detection* es precisamente la estimación teórica del fondo debido a interacciones entre los neutrinos y un detector de MO, en este sector tal fondo constituye una fuente considerable de señales indeseables para detección directa de MO. Figura tomada de [37].

por esto que en un experimento de detección directa de MO se hace primordial que la sensibilidad sea muy buena para poder detectar las interacciones en un detector. En la gráfica de la figura 6.1 se muestran las sensibilidades de algunos de los experimentos de detección directa en los que se buscan WIMPs como MO. Claramente se ve que el experimento LUX es quien lidera en cuanto a sensibilidad se refiere y en rango de detección, pudiendo discriminar partículas de entre al rededor de 7 a 1000 GeV. Estos límites son tomados al verano de 2013 por lo que representan como tal los límites en el estado del arte de tales experimentos.

En la gráfica de la figura 6.2 se muestran los experimentos con mayor sensibilidad en cuanto a la detección dependiente del espín, donde el experimento CMS y el IceCube son quienes lideran la sensibilidad aún siendo experimentos de detección indirecta de materia oscura.

Guiándose por las estimaciones obtenidas en este trabajo todos los experimentos mencionados en la gráfica serían capaces de detectar el neutralino como MO pues

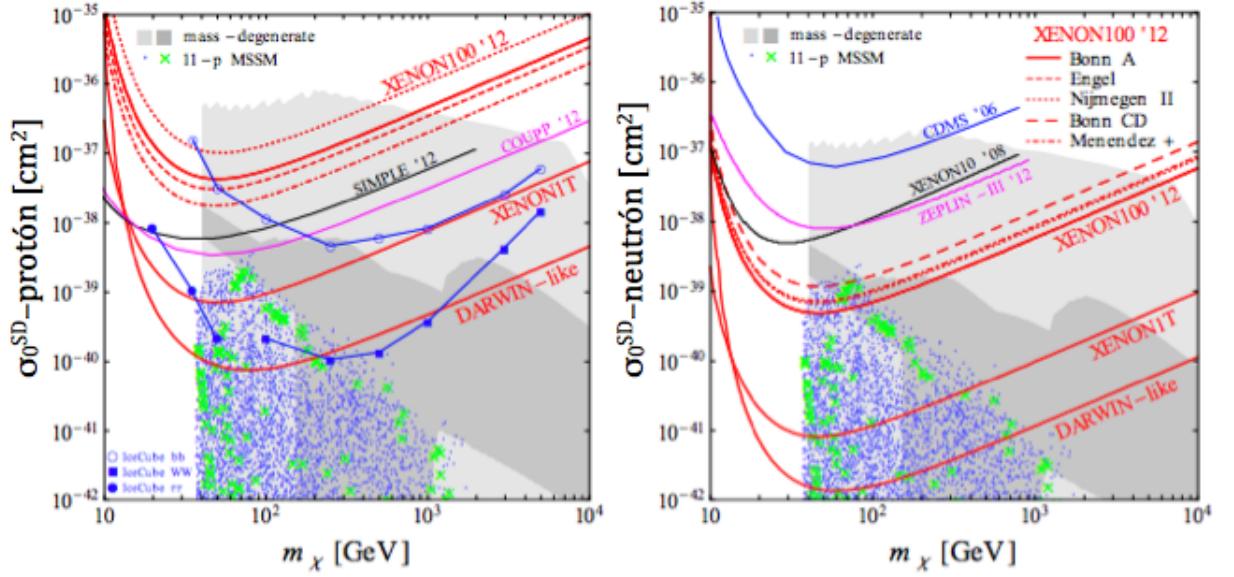


Figura 6.2: Límites de sensibilidad para la sección eficaz dependiente del espín para la interacción con protones (izquierda) y neutrones (derecha) donde se muestran resultados para distintas parametrizaciones de la estructura nuclear (que son las que dan los valores de  $\langle S_p \rangle$  y  $\langle S_n \rangle$ ): Bonn A (líneas continuas rojas), Engel (líneas de guiones cortos), Nijmegen II (línea punteada), Bonn CD (línea con guiones largos) y Menendez+ (líneas con puntos y guiones). Figura tomada de [39].

la sensibilidad está hasta 8 ordenes de magnitud para el LUX por debajo de la estimada por lo que sería fácil detectar tales interacciones entre el neutralino y el detector.

Además de buscar evidencias de MO, los experimentos permiten también analizar el espacio de parámetros del MSSM, reduciendolo cada vez más al no encontrar señales debidas a superpartículas, con lo que se puede acotar el valor de la masa del neutralino por ejemplo y saber en dónde se esperaría obtener una señal.

Aunque la sensibilidad en los detectores es buena, hay un esfuerzo constante en bajar los límites aún más para que los eventos sean mucho más fáciles de obtener y con bastante precisión para poder aseverar que se han encontrado evidencias de la existencia de MO. Dos de los siguientes proyectos interesantes son el XENON1T que proyecta bajar la sensibilidad al orden de  $10^{-47}$  mientras que el SuperCDMS Soudan proyecta bajar su límite hasta  $10^{-44}$ .

### 6.1.2 El ruido

Las ratas de eventos para la detección directa de MO se ha estimado en este trabajo como menor a 1 evento por kg por día, lo cual es muy bajo si se compara con rayos cósmicos y radioactividad natural cuya rata es del orden de millones por kg por día.

## 6. ESTADO DEL ARTE DE LA DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

---

Experimento	Ubicación	Nivel [km.w.e.][40]
CDMS II	Soudan Underground Mine State Park Soudan, Minnessota	$1.95 \pm 0.15$
XENON	Gran Sasso National Laboratory L'Aquila, Italia	$3.1 \pm 0.2$
EDELWEISS	Laboratoire Souterrain de Modane Francia	$4.15 \pm 0.2$
LUX	Sanford Underground Laboratory Homestake Mine, Lead, South Dakota	$4.3 \pm 0.2$
SuperCDMS	SNOLAB Vale Inco Mine, Sudbury, Canadá	$6.011 \pm 0.1$

Table 6.1: Experimentos y profundidad efectiva a la que se encuentran (Nivel).

Es una diferencia bastante grande, por lo que en un experimento que busca detectar eventos cuya rata es tan baja con respecto a las no deseadas debe buscar la manera de poder discriminar de la mejor manera los eventos buscados de entre la totalidad de eventos obtenidos.

Es así que los laboratorios deben desarrollar técnicas para aislar todas posibles señales no debidas a interacción con materia oscura del detector. En primera instancia se tiene que aislar el detector de procesos de radiatividad natural como lo son procesos  $(\alpha, n)$  en los que neutrones pueden producir señales y no sería posible discriminar si se trata de un WIMP o de un neutrón. Para esto los detectores usan blindaje rico en Hidrógeno, tal como agua pura o materiales de Polietileno con lo que se puede bajar la intensidad de estos efectos no deseados.

Segundo se hace necesario aislarse también de los rayos cósmicos energéticos como pueden ser muones por lo que el método usado es poner los laboratorios bajo tierra con lo que las rocas pueden atenuar estos rayos antes de que alcancen el detector y produzcan medidas no deseadas.

Como no todos los suelos son iguales las profundidades son relativas, por eso se usa el término de profundidad relativa, la cual da razón de qué tan blindado se encuentra el experimento del flujo de muones. Esta magnitud se toma en por así decirlo espesor de agua para tener una referencia clara entre dos profundidades, de manera que la profundidad efectiva viene dada en unidades de [m.w.e] (meter water equivalent). La tabla 6.1 da las profundidades para algunos de los experimentos actuales, con la claridad de que para el experimento XENON se toma la profundidad efectiva del laboratorio, sin tener en cuenta la generación del experimento.

Finalmente, otro método para lidiar con señales que no tienen que ver con MO es tomar las ratas a en función del tiempo, lo cual debido a que la tierra se mueve en una distribución de materia oscura crearía una modulación en las ratas obtenidas y

---

esta modulación precisamente daría razón de la MO.

Adicional a poder blindar el experimento a señales no deseadas, también es necesario poder tener un criterio para eliminar datos obtenidos, como por ejemplo: los WIMPs interactúan con el detector no más de una vez en corto tiempo, así que eventos repetidos se pueden descartar como eventos debidos a fotones, alfas o electrones. También se debe descartar un fondo teórico, tal como interacciones debidas a decaimientos invisibles, muones que no se pudieron aislar, electrones rápidos, etc. Para ello se puede contar con simuladores de eventos como el generador de eventos MadGraph [41], que aunque ningún laboratorio lo usa por su simplicidad da una idea de lo que es un generador de eventos, con el que se pueden simular eventos del ME y MSSM que puedan afectar el experimento y más aún implementar algunas variaciones debidas al montaje experimental. Cada laboratorio tiene su propio método de discriminar entre todos los datos obtenidos, pues cada laboratorio es en sí distinto por su montaje experimental.

## **6.2 La vanguardia en experimentos de detección directa**

De la gran totalidad de experimentos de detección directa de materia oscura vale la pena resaltar tres que son los más representativos en su tipo, del material del detector, método de detección y además son los que más resolución tienen. Estos experimentos son: el SuperCDMS, el XENON100, DAMA/LIBRA y LUX.

### **6.2.1 SuperCDMS**

El detector del SuperCDMS es un detector de Germanio criogénico de estado sólido, el cual es operado bajo los 100 mK y está desarrollado de tal manera que sea capaz de distinguir los retrocesos en electrones respecto a los nucleares. Esto se busca puesto que los retrocesos nucleares son debidos a interacciones con WIMPs mientras que los retrocesos de electrones son debidos a fotones, partículas alfa, electrones y radiación de fondo, por lo que refinando la discriminación de tales eventos es posible obtener datos y descartar medidas de fondo.

El detector, el cual han llamado iZIP, es un detector que consta de 9 kg que diferencia los eventos debidos a retrocesos de electrones de los nucleares mediante la medida de la ionización y el retroceso nuclear a través de un sensor de fonones y adicionalmente para que el evento pueda contar como medida de interacción de MO debe pasar tres criterios adicionales: calidad de datos, preselección y discriminación.



## 6. ESTADO DEL ARTE DE LA DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

---

El primero rechaza eventos que no se puedan reconstruir de buena manera y eventos inducidos por ruido; para estimar los eventos inducidos por ruidos el experimento usa el simulador MonteCarlo en su configuración para simular pulsos adicionando el ruido experimental a los patrones de pulsos dando la variación en los patrones de ambiente de ruido.

La preselección elimina eventos que no sean consistentes con WIMPs, como lo son eventos debidos a muones que puedan pasar los blindajes y también eventos que depositen energía en múltiples detectores, lo que es consistente con señales de fondo, más no de interacciones WIMP-nucleón.

Para la etapa final de discriminación, se distinguen eventos de retrocesos nucleares de los electrónicos mediante los detectores de fonones y adicionalmente se usan datos recogidos por medidores de fonones ubicados en la superficie del detector con lo que se puede distinguir aún mejor los eventos.

Respecto a los resultados obtenidos por este experimento publicados en 2014 [42], presentaron que ante una exposición de  $577 \text{ kg} \times \text{días}$  encontraron once eventos durante la operación los cuales son consistentes con el fondo esperado, por lo que no hay evidencias de MO. También hallaron la mejor sensibilidad en  $8 \text{ GeV}/c^2$  de masa con una sensibilidad en la sección eficaz de hasta  $1.2 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ .

### 6.2.2 XENON100

El detector del XENON100 está compuesto de Xenón líquido (LXe) y es un blanco excelente para la detección directa de MO, pues puede ser altamente purificado (donde han llegado a purificarlo de las impurezas más notables de Kr hasta 5 ppb), es químicamente inerte y es radiopuro. Su número grande de protones se ve reflejado en dar una mayor sección eficaz independiente del espín en la interacción con la MO, su otra consecuencia interesante es que los rayos gamma tienen una corta trayectoria a través de este material. Por estas razones el material en sí constituye un material por así decirlo autoblandado.

De manera que eventos debidos a rayos gamma son atenuados mediante una cámara externa a la del blanco (de 62kg) del mismo material (99kg) altamente purificado también.

La característica estrella del detector del XENON100 6.3 es su capacidad para reconstruir eventos en 3 dimensiones a través de un proceso interesante: Primero un evento en el blanco de LXe produce ionización y además fotones de centelleo. Este centelleo (S1) es medido por los fotomultiplicadores ubicados tanto en las partes laterales como en la inferior y superior del detector. Luego la ionización debida al evento es medida a través de la aceleración de los electrones a través de la diferencia

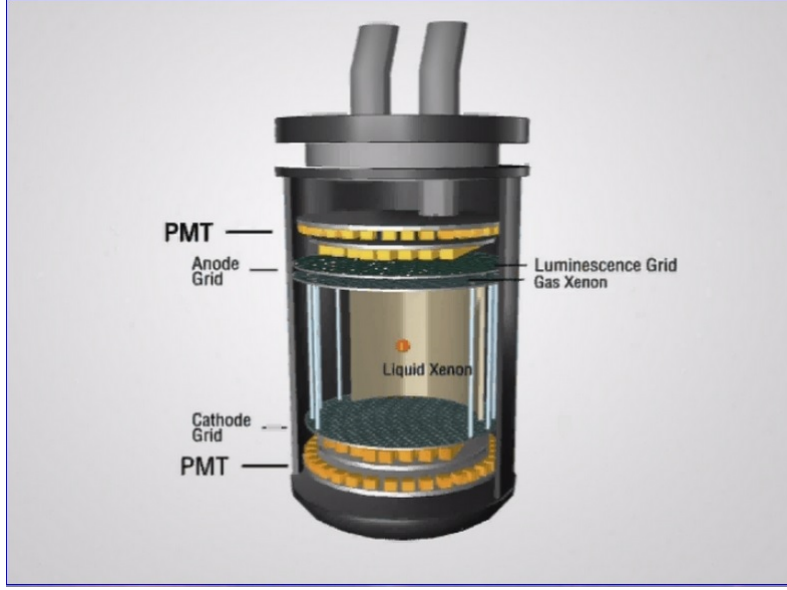


Figura 6.3: Esquema del detector en el XENON100. Consta de un ánodo en la parte superior y un cátodo en la parte inferior, lo que produce una diferencia de potencial en el material el cual acelera los electrones producidos por ionización a través de primero el blanco que es LXe y luego a través del Xe en estado gaseoso que se encuentra en la parte superior. También cuenta con fotomultiplicadores (PMT) tanto en la parte inferior como en la superior. Figura tomada de [43]

de potencial con lo que los electrones son sacados del LXe y pasados a través del Xe gaseoso de la parte superior, lo que generará de nuevo centelleo (S2) que de nuevo son medidos por los fotomultiplicadores. La ubicación del evento en  $z$  es reconstruida mediante la diferencia de tiempo entre (S1) y (S2) y la ubicación en el fotomultiplicador superior da la ubicación en el plano  $x$ - $y$ .

Los resultados del análisis del XENON100 [44] durante 224.6 días  $\times$  34kg de exposición no encontraron evidencias de interacciones de MO. Los dos eventos candidatos encontrados fueron compatibles con señales de fondo esperadas por lo que fueron descartados.

Lo siguiente para el experimento XENON es el XENON1T [45] el cual espera bajar aún más la sensibilidad como lo muestra la figura 6.4

### 6.2.3 DAMA/LIBRA

Este experimento ha sido capaz de declarar la existencia de MO y también de ser un experimento independiente de modelos.

Su detector consta de cristales inorgánicos tales de NaI, los cuales son especialmente efectivos en la creación de destellos como consecuencia de interacciones incluso para retrocesos debidos a interacciones WIMP y tiene los beneficios de ser de

## 6. ESTADO DEL ARTE DE LA DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

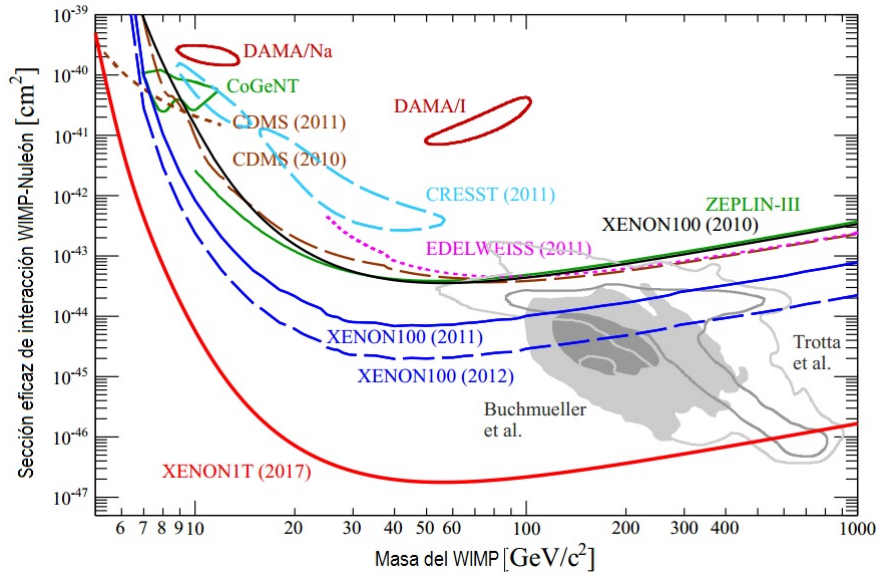


Figura 6.4: Límite esperado en el experimento XENON1T comparado a otros experimentos actuales. Figura tomada de [45]

bajos costos y que se puede usar toda la tecnología actualmente desarrollada para tanto la detección como la recolección de datos obtenidos a través de fotoluminiscencia. Por esta misma razón es posible discriminar la radiación electromagnética de fondo de excelente manera.

Este experimento busca modulaciones en la señal obtenida por pasar por distintas concentraciones de MO en el universo debida a la rotación de la tierra al rededor del sol y que de hecho tiene un pico de mayor flujo al rededor del 2 de junio (152.5 días) y el de menor al rededor del 2 de diciembre. La señal obtenida debe cumplir las siguientes condiciones para dar razón de la existencia de materia oscura:

- La rata debe modularse acorde a una función coseno
- El periodo ha de ser anual ( $T = 1\text{ año}$ )
- Los picos deberán encontrarse en fechas del 2 de junio
- La modulaci3n debe estar presente sólo en rangos de energía característicos de la MO
- Debe estar presente en eventos en los cuales un sólo detector obtiene una señal pues la reata de eventos de MO es baja

Con estas condiciones se puede asegurar que la señal obtenida es debida a una modulaci3n de MO y se pueden descartar otras señales debidas a fondo. De hecho

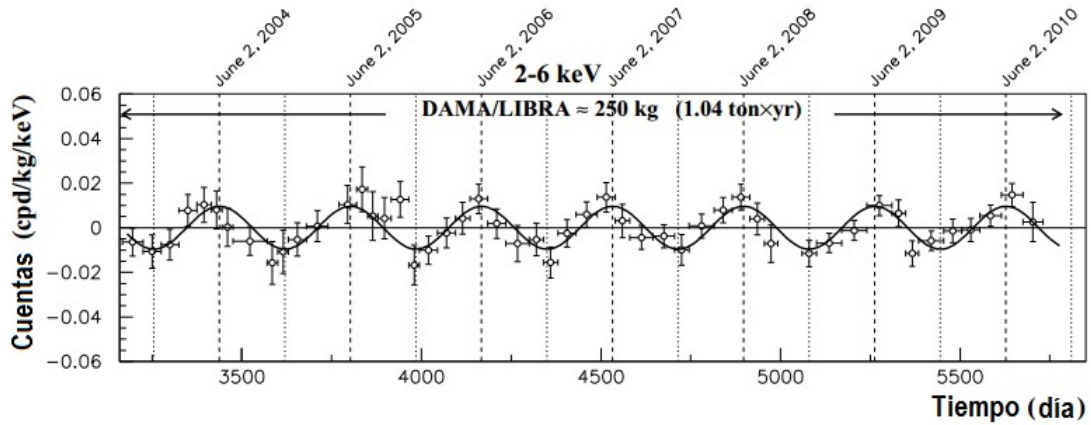


Figura 6.5: Resultados obtenidos por DAMA/LIBRA en la fase 1 (DAMA/LIBRA phase1). Los picos máximos son esperados en las líneas punteadas cuando la tierra pasa por la mayor concentración de materia oscura mientras que los mínimos son esperados en las líneas de puntos. La línea de tendencia es una función coseno con picos en junio 2 y mínimos en el 2 de diciembre, comportamiento esperado. Figura tomada de [46]

los resultados obtenidos en 7 años de exposición son coherentes con estas condiciones como lo muestra la figura 6.5.

Los resultados de  $1.04 \text{ ton} \times \text{año}$  muestran una modulación de función coseno con un periodo de  $0.998 \pm 0.002$  años y un máximo en  $144 \pm 7$  días. El experimento DAMA/LIBRA se encuentra ejecutándose actualmente bajo la segunda fase (DAMA/LIBRA phase2) con una sensibilidad para energías más bajas y hay otros experimentos buscando confirmar los resultados obtenidos por DAMA/LIBRA en distintas ubicaciones y configuraciones.

## 6.2.4 LUX

Actualmente el experimento LUX [47] (*The Large Underground Xenon Experiment*) es el que pone las cotas más importantes, siendo el que más sensibilidad tiene para detectar la interacción entre la MO y el detector.

Su funcionamiento es muy similar al del experimento XENON, usando Xe tanto líquido como gaseoso para detectar centelleos producidos por interacciones debidas a MO y usando estos para obtener información del evento. Este experimento también puede reconstruir en 3D los eventos dentro del detector.

El detector se encuentra aislado primero por una componente de agua, en un tanque cilíndrico de 7.6 m de diametro y 6.1 de altura con lo que se pueden atenuar muones provenientes de rayos cósmicos, dentro se encuentra un detector con 370 kg de Xe

## 6. ESTADO DEL ARTE DE LA DETECCIÓN DIRECTA DE MATERIA OSCURA

---

líquido con 250 kg de Xe en estado líquido-gaseoso dentro de una cámara monitoreada. La recolección de datos es similar a la del experimento XENON mediante fotomultiplicadores y medidores de ionización.

Los resultados [48] del análisis de la primera búsqueda de WIMPs durante un periodo de 85.2 días en un volumen efectivo de 118 kg no muestra evidencias de interacción entre el detector y la MO pues los resultados obtenidos son compatibles con el fondo esperado. El límite más bajo para la interacción independiente del espín fue de  $7.6 \times 10^{46} \text{cm}^2$  para una masa de 33 GeV/ $c^2$ .

Para más información sobre otros experimentos buscando MO se puede revisar [49] donde se exploran distintos tipos de detectores y está actualizado al verano de 2013. Otra referencia interesante es [50] que contiene tablas interesantes de información de los experimentos y en especial la tabla 4 contiene información de 39 experimentos con información puntual del tipo de detección que realizan.

# Capítulo 7

## Conclusiones

La materia oscura se propone como solución a distintos fenómenos físicos presentes en el universo que dan razón de que existe más materia en el universo que la visible que ya se ha estudiado ampliamente. Puesto que no se conoce la composición de la MO y dentro del ME no hay partículas que puedan explicar los comportamientos observados se hace necesario extender el ME y precisamente eso es lo que se realiza al proponer SUSY, con lo que se obtienen nuevas partículas relacionadas con las ya conocidas en el ME, lo que amplía el número de partículas y permite proponer de entre estas nuevas a la partícula supersimétrica más ligera (LSP) como candidato a MO. Tal es el caso del neutralino en el MSSM que es la mínima extensión del ME que incluye SUSY.

Por esta razón y otras descritas en la sección (2.1.2) en el presente trabajo se usó el MSSM para predecir la detección directa de MO a través los Diagramas de Feynman 3.1 y 3.2 para las interacciones dependientes e independientes del espín entre el neutralino más ligero (candidato a MO) y los quarks que componen los detectores. A partir de estas interacciones se obtuvieron las expresiones para las secciones eficaces de la interacción entre los nucleones y los neutralinos 3.3 y 3.11. Con las secciones eficaces y tomando también argumentos astrofísicos para predecir cómo interactuarían los detectores con la MO en la galaxia local, se estimó una expresión para las tasas de tales eventos 3.18.

Buscando obtener una estimación numérica de la detección directa de materia oscura se calcularon los acoples entre neutralinos y quarks tomando los sectores de interés del Lagrangiano general del MSSM. Luego del rompimiento de simetría electrodébil y hallando los estados masivos se pudo obtener la expresión final de los acoples.

Con todos los ingredientes necesarios para realizar estimaciones de la detección directa de MO y habiendo elegido un modelo particular del MSSM, mediante la elección de sus parámetros libres 4.2, se realizaron escaneos de las secciones eficaces

## 7. CONCLUSIONES

---

tanto dependiente como independiente del espín y así mismo sus ratas de eventos en el capítulo 5. En este capítulo se miraron además la dependencia de la estructura del neutralino y la dependencia en la rata de eventos al variar el material que compone el detector, en particular  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{129}\text{Xe}$  y  $^{131}\text{Xe}$ .

El objetivo principal del trabajo fueron estas estimaciones puesto que si el modelo propuesto en este trabajo: el MSSM con el neutralino como LSP, con los parámetros libres antes descritos y con las interacciones descritas por los Diagramas de Feynman, fuese el real estas estimaciones serían las que se deberían obtener en los distintos laboratorios que actualmente buscan MO de manera de detección directa.

Estos resultados pueden ser refinados y más acorde a los límites actuales si se toman en consideración los límites que se mencionan a principios del capítulo 4 para los valores de los parámetros en el MSSM, usando factores de forma como el de Woods-Saxon 3.14 y mejores estimaciones para la densidad local de MO. Además claro eligiendo otra parametrización del MSSM menos trivial que la elegida aquí.

Finalmente se presentaron algunos de los experimentos actuales que buscan MO más representativos presentando una breve descripción del detector, manera de eliminar señales de fondo, resultados y futuras mejoras a cada experimento.

# Apéndice A

## Notaciones y convenciones

En esta sección se introducen las notaciones usadas a través de todo el trabajo, a no ser que se mencionara lo contrario para casos específicos.

### Unidades

Las unidades usadas serán aquellas en donde:

$$\hbar = c = 1.$$

Lo cual quiere decir que en este sistema:

$$[masa] = [energia] = [tiempo]^{-1} = [distancia]^{-1}.$$

### Relatividad

Se usarán letras griegas para denotar las componentes de cuadri-vectores:  $\mu, \nu, \rho \dots$  corriendo entre 0, 1, 2 y 3 con la coordenada cero como tiempo, como es usual. El tensor métrico tendrá la notación:

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1).$$

Los índices de cuadri-vectores serán subidos y bajados con el tensor métrico y la notación de Einstein para suma sobre índices repetidos será sobreentendida

$$x^\mu = (x^0, \mathbf{x}), \quad x_\mu = g_{\mu\nu}x^\nu = (x^0, -\mathbf{x}) \quad x \cdot p = x_\mu g_{\mu\nu}p^\nu = x^0 p^0 - \mathbf{x} \cdot \mathbf{p}$$



las partículas masivas tendrán cuadri-momento:

$$p^2 = p^\mu p_\mu = p^2 = E^2 - |\mathbf{p}|^2 = m^2.$$

El operador derivada:

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left( \frac{d}{dx^0}, \vec{\nabla} \right).$$

### Teoría Cuántica de campos

Se inicia conocimiento previo de Teoría cuántica de campos (QFT) tal como cuantización de: campos escalares, espinoriales, vectoriales; cálculos de secciones eficaces, Diagramas de Feynman, etc.

### Notaciones espinoriales

Para las discusiones que involucran fermiones es mucho más simple usar la notación de espinores de Weyl de dos componentes, la cual será más sencilla para describir el modelo estándar de partículas (ME), teorías supersimétricas (SUSY) y la extensión mínima supersimétrica del modelo estándar (MSSM).

La ventaja de esta notación se puede ver explícitamente partiendo de el lagrangiano de Dirac que describe un espinor de Dirac  $\Psi_D$  no masivo:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{\Psi}_D \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_D$$

Es conveniente también escribir las matrices  $\gamma$  en su representación de matrices de 2x2 dada por:

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

---

La convención para las matrices  $\sigma^\mu$  será:

$$\sigma^0 = \bar{\sigma}^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma^1 = -\bar{\sigma}^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma^2 = -\bar{\sigma}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = -\bar{\sigma}^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Esta es la representación usualmente presentada para representaciones quirales, en otras notaciones  $\sigma^0$  es no diagonal y se tiene otra convención de signos para las otras matrices  $\sigma$ .

La simplicidad de la notación de espinores de Weyl se hace clara al escribir un espinor como:

$$\Psi_D = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad \bar{\Psi}_D = \Psi \gamma^0 = (\psi_R^\dagger \quad \psi_L^\dagger) \quad (\text{A.4})$$

Pues el Lagrangiano de Dirac para espinores queda expresado como la suma de dos espinores de dos componentes (espinores de Weyl) en vez de un solo espinor de 4 componentes como se tenía para el espinor de Dirac:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{\Psi}_D \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_D = i\psi_L^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\psi_R^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \psi_R \quad (\text{A.5})$$

Se definen los operadores de proyección izquierdo ( $P_L$ ) y derecho ( $P_R$ ):

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}, \quad P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \quad (\text{A.6})$$

Estos operadores llevan este nombre pues aplicando estos al espinor de 4 componentes dan de vuelta las componentes derecha o izquierda. Otra notación usada para espinores de Weyl es usar letras griegas con puntos para espinores derechos y sin puntos para los izquierdos, y estos índices son subidos y bajados con el símbolo de Levi-Civita ( $\epsilon_{12} = -1$ ) en dos dimensiones.

$$\psi_L = \xi_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta} \xi^\beta, \quad \psi_R^\dagger = \chi^{\dagger\dot{\alpha}} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \chi_{\dot{\beta}}^\dagger \quad (\text{A.7})$$

Donde  $\chi^\dagger$  es un espinor de Weyl izquierdo y  $\xi$  es uno derecho.

Siguiendo esta notación se hace claro que el conjugado hermítico de un espinor de Weyl derecho debe ser un espinor de Weyl izquierdo. También viendo el Lagrangiano

(A.5) que las matrices  $\sigma$  deberán cargar índices de espinores como:

$$(\xi_\alpha)^\dagger = \xi_{\dot{\alpha}}, \quad (\chi_{\dot{\alpha}}^\dagger)^\dagger = \chi_\alpha, \quad (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}, \quad (\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\alpha} \quad (\text{A.8})$$

Por convención índices repetidos, ya sean punto o no, se contraen (sin embargo no simbolizan suma) como por ejemplo:

$$\begin{aligned} \xi\chi &= \xi^\alpha\chi_\alpha = \xi^\alpha\epsilon_{\alpha\beta}\chi^\beta = -\chi^\beta\epsilon_{\alpha\beta}\xi^\alpha = \chi^\beta\epsilon_{\beta\alpha}\xi^\alpha = \chi_\alpha\xi^\alpha = \chi\xi \\ \xi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\chi &= -\chi\sigma^\mu\xi^\dagger = (\chi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\xi)^* = -(\xi\sigma^\mu\chi^\dagger)^* \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Algunas relaciones importantes son:

$$\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\bar{\sigma}_{\dot{\mu}}^{\dot{\alpha}\alpha} = -2\delta_\alpha^\beta\delta_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} \quad (\text{A.10})$$

$$\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\sigma_{\mu\dot{\beta}\beta} = -2\epsilon_{\alpha\beta}\epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \quad (\text{A.11})$$

$$\bar{\sigma}^{\mu\dot{\alpha}\alpha}\bar{\sigma}_{\mu}^{\dot{\beta}\beta} = -2\epsilon^{\alpha\beta}\epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \quad (\text{A.12})$$

$$[\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu + \sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu]_\alpha^\beta = -2\eta^{\mu\nu}\delta_\alpha^\beta \quad (\text{A.13})$$

$$[\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu + \sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu]_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} = -2\eta^{\mu\nu}\delta_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} \quad (\text{A.14})$$

$$-\xi_\alpha(\chi\eta) - (\xi\chi)\eta_\alpha = \chi_\alpha(\xi\eta) \quad (\text{A.15})$$

Otras relaciones también pueden ser encontradas en la literatura [16], [17].

## Integración sobre supercampos

Para construir una teoría cuya acción sea invariante bajo traslaciones se usan integrales sobre el espacio-tiempo sobre Lagrangianos escalares. De este mismo modo se puede construir un Lagrangiano cuya acción sea invariante bajo SUSY usando integrales sobre el superespacio. Para ello se usan las integrales de Berenzin.

Estas integrales están definidas de manera tal que se comportan similar a las derivadas, pues para un campo que sea función de una variable de Grassmann  $\theta$  escrita como  $f(\theta) = f_0 + \theta f_1$  se tiene:

$$\int d\theta f(\theta) = f_1 = \frac{\partial}{\partial\theta} f(\theta) \quad (\text{A.16})$$

---

además esta integral es invariante bajo traslaciones en  $\theta$ :

$$\int d\theta f(\theta + \xi) = \int d\theta (f_0 + \theta f_1 + \xi f_1) = f_1 \quad (\text{A.17})$$

Si se define además que las integrales estén normalizadas como:

$$\int d^2\theta (\theta\theta) = \int d^2\bar{\theta} (\bar{\theta}\bar{\theta}) = 1 \quad (\text{A.18})$$

estas integrales también se comportan como proyectores, extrayendo los componentes que contengan las potencias en  $\theta$  y  $\bar{\theta}$  como por ejemplo:

$$\phi(z)|_{\theta\theta} = \int d^2\theta \phi(z) = F(x) + \bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \quad (\text{A.19})$$

Se puede encontrar también que estas integrales pueden ser expresadas en términos de las derivadas covariantes pues:

$$\int d^2\theta = \frac{1}{2} \int d\theta^1 d\theta^2 = \frac{1}{4} \epsilon^{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} \frac{\partial}{\partial\theta^\beta} = -\frac{1}{4} D^\alpha D_\alpha + \mathcal{O}(\partial_\mu) \quad (\text{A.20})$$

donde  $\mathcal{O}(\partial_\mu)$  son términos que contienen  $\partial_\mu$  los cuales se pueden omitir si se integra sobre el espacio-tiempo:

$$\int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} = \frac{1}{16} \int d^4x D^2 \bar{D}^2 \quad (\text{A.21})$$

Y usando las ecuaciones anteriores se obtiene:

$$\int d^4x d^2\theta D_\alpha \phi(z) = \int d^4x d^2\theta \bar{D}_{\dot{\alpha}} \phi(z) = 0 \quad (\text{A.22})$$



# Apéndice B

## Modelo Wess-Zumino

Para mostrar cómo se trabaja en Supersimetría se puede usar el Modelo de Wess-Zumino que es la teoría juguete en esta simetría. Este modelo se puede trabajar desde el punto de vista de campos, proponiendo un modelo básico que contenga un campo escalar y un espinor de Weyl. Aunque este modelo no representa ningún modelo físico, permite calcular explícitamente las magnitudes de una teoría de campos.

## Lagrangiano

Como es común se mira la acción del Lagrangiano de este modelo y se mira que la acción sea invariante bajo simetrías, en este caso la supersimetría.

$$S = \int dx^4 (\mathcal{L}_s + \mathcal{L}_f) \quad (\text{B.1})$$

Se propone entonces un campo escalar  $\phi$  y uno espinorial  $\psi$  con un lagrangiano  $\mathcal{L}_s$  para el campo escalar y  $\mathcal{L}_f$  para el espinor de Weyl:

$$\mathcal{L}_s = \partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi, \quad \mathcal{L}_f = i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \quad (\text{B.2})$$

Ahora bien, en supersimetría se propone una transformación que relacione fermiones con bosones y bosones con fermiones de manera que las transformaciones generales se proponen como:

$$\phi \rightarrow \phi + \delta\phi, \quad \psi \rightarrow \psi + \delta\psi \quad (\text{B.3})$$

## B. MODELO DE WESS-ZUMINO

---

Donde  $\delta\phi$  explícitamente se puede expresar como:

$$\delta\phi = \epsilon\psi \quad (\text{B.4})$$

Relacionando bosones con fermiones directamente.

Haciendo un análisis de dimensiones  $[\phi] = 1$  y  $[\psi] = 2/3$  como son las dimensiones estándar, esto hace necesariamente que  $[\epsilon] = -1/2$  para que el Lagrangiano tenga las dimensiones correctas. Para proponer la transformación para  $\psi$  adecuadamente se debe tener al menos una derivada en esta transformación (pues  $[\partial_\mu] = 1$ ) y para tener invarianza Lorentz en esta expresión se debe tener:

$$\delta\psi_\alpha = -i(\sigma^\nu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\nu\phi \quad (\text{B.5})$$

La variación para  $\mathcal{L}_s$  se calcula como:

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_s &= \partial^\mu\delta\phi^*\partial_\mu\phi + \partial^\mu\phi^*\partial_\mu\delta\phi \\ &= \epsilon^\dagger\partial^\mu\phi^*\partial_\mu\phi + \epsilon\partial^\mu\phi^*\partial_\mu\phi \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Y calculando el cambio funcional para  $\mathcal{L}_f$  se obtiene:

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_f &= i\delta\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi + i\delta\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\delta\psi \\ &= -(\epsilon\sigma^\nu)_{\bar{\alpha}}\partial_\nu\phi\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi + i\delta\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu(\sigma^\nu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\nu\phi \\ &= -\epsilon^\dagger\partial^\mu\phi^*\partial_\mu\phi - \epsilon\partial^\mu\phi^*\partial_\mu\phi + \partial_\mu(\epsilon\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\psi\partial_\nu\phi^* - \epsilon\psi\partial^\mu\phi^* + \epsilon^\dagger\psi^\dagger\partial^\mu\phi) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

En la manipulación de la expresión anterior se usan las relaciones (A.13) y (A.14) para obtener el resultado final.

Se ve entonces que el Lagrangiano es invariante bajo SUSY pues sumando (B.6) y (B.7) para obtener la variación total del Lagrangiano lo que queda es una derivada total y esta deja invariante la acción.

## Álgebra de SUSY e introducción del campo auxiliar

Lo siguiente al revisar transformaciones es mostrar que el álgebra es cerrada, es decir, el conmutador entre dos transformaciones dadas por distintos parámetros también es otra simetría de la teoría.

---

Para el campo escalar se tiene:

$$[\delta_{\epsilon 1}, \delta_{\epsilon 2}]\phi = \delta_{\epsilon 1}(\epsilon_2 \psi) - \delta_{\epsilon 2}(\epsilon_1 \psi) = -i(\epsilon_2 \sigma^\nu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma^\nu \epsilon_2^\dagger) \partial_\nu \phi \quad (\text{B.8})$$

Analizando la expresi3n anterior desde el marco de Heisenberg  $-i\partial_\nu$  corresponde al generador de traslaciones  $P_\mu$  lo cual producir3a una traslaci3n en el campo escalar. Realizando el conmutador para el fermi3n  $\psi$  y usando la identidad de Fierz (A.15) para simplificar la expresi3n se obtiene:

$$\begin{aligned} [\delta_{\epsilon 1}, \delta_{\epsilon 2}]\psi_\alpha &= \delta_{\epsilon 1}(-i(\sigma^\nu \epsilon_2^\dagger)_\alpha \partial_\nu \phi) - \delta_{\epsilon 2}(-i(\sigma^\nu \epsilon_1^\dagger)_\alpha \partial_\nu \phi) \\ &= -i(\sigma^\nu \epsilon_2^\dagger)_\alpha \partial_\nu \epsilon_1 \phi + i(\sigma^\nu \epsilon_1^\dagger)_\alpha \partial_\nu \epsilon_2 \phi \\ &= -i(\epsilon_2 \sigma^\mu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma^\mu \epsilon_2^\dagger) \partial_\mu \psi_\alpha - i[\epsilon_{2\alpha}(\epsilon_1^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \psi) - \epsilon_{1\alpha}(\epsilon_2^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu \psi)] \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Donde si se imponen las ecuaciones de movimiento para  $\psi$  los 3ltimos dos t3rminos de la expresi3n anterior se hacen cero. Esto quiere decir que el 3lgebra de SUSY es cerrada sobre de la superficie de masas (s.m.)\* m3s no inmediatamente fuera de esta.

El n3mero de grados de libertad bos3nicos debe ser igual al de grados de libertad fermi3nicos y esto sucede sobre de la s.m. puesto que aunque el espinor de Weyl es complejo de 4 componentes al imponer las ecuaciones de movimiento (condici3n sobre de la s.m.) los grados de libertad se reducen a dos y estos son iguales a los del campo escalar  $\phi$ . Pero al pasar fuera de la s.m. ya no son iguales y por ello debe introducirse un nuevo campo escalar  $F$  para igualar estos grados de libertad restantes.

Este nuevo campo escalar  $F$  debe introducirse de manera que sobre de la s.m. no tenga grados de libertad, por lo que el nuevo Lagrangiano debe ser:

$$\mathcal{L}_{aux} = F^* F \quad (\text{B.10})$$

As3 mismo para mantener que SUSY sea cerrada fuera de la s.m. deben introducirse las nuevas transformaciones:

$$\delta F = -i\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi, \quad \delta F^* = -i\partial_\mu \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \epsilon, \quad (\text{B.11})$$

$$\delta \psi_\alpha = -i(\sigma^\nu \epsilon^\dagger)_\alpha \partial_\nu \phi + \epsilon_\alpha F, \quad \delta \psi_\alpha^\dagger = -i(\epsilon \sigma^\nu)_\alpha \partial_\nu \phi^* + \epsilon_\alpha^\dagger F^* \quad (\text{B.12})$$

---

\*En este trabajo se usa el t3rmino sobre la superficie de masas y fuera de la superficie de masas para denotar lo que en la literatura usualmente aparece como on-shell y off-shell respectivamente



## B. MODELO DE WESS-ZUMINO

---

Siguiendo con la reformulación, las variaciones en los Lagrangianos separados también cambiarán:

$$\delta\mathcal{L}_{aux} = i\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\epsilon F - iF^*\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu(\partial_\mu\psi) \quad (\text{B.13})$$

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_f &= \delta^{old}\mathcal{L}_f + i\epsilon^\dagger F^*\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi + i\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu(\epsilon F) \\ &= \delta^{old}\mathcal{L}_f + i\epsilon^\dagger F^*\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi + \partial_\mu(i\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\epsilon F) - i(\partial_\mu\psi^\dagger)\bar{\sigma}^\mu\epsilon F \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Donde  $\delta^{old}\mathcal{L}_f$  se refiere a (B.7).

Así pues, la introducción de este nuevo campo  $F$  deja invariante la acción  $S = \mathcal{L}_s + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{aux}$  y procediendo de manera similar a como se procedió antes para mostrar que el álgebra era cerrada sobre de la s.m. se procede para el campo  $F$  y  $\psi$  y se halla que en general:

$$[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]X = -i(\epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger - \epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger)\partial_\mu X \quad (\text{B.15})$$

Para  $X = \phi, \phi^*, \psi, \psi^\dagger, F, F^*$ , lo que hace ahora la simetría cerrada sobre y fuera de la s.m.

## Supercorrientes y Supercargas

Cuando la acción es invariante bajo una transformación esto implica que habrá una corriente conservada, como lo establece el teorema de Noether, y para la transformación SUSY no es la excepción existiendo una supercorriente conservada  $J_\alpha^\mu$  con índices espinoriales. Para calcular estas corrientes se usa la expresión dada por el Teorema de Noether para campos:

$$\epsilon J^\mu + \epsilon^\dagger J^{\dagger\mu} = \sum_X \frac{\delta\mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu X)} \delta X - V^\mu \quad (\text{B.16})$$

Donde  $V^\mu$  es un objeto cuya divergencia es la variación funcional del Lagrangiano bajo la transformación.

Calculando la supercorriente conservada se obtiene:

$$\begin{aligned} \epsilon J^\mu + \epsilon^\dagger J^{\dagger\mu} &= \partial_\mu\phi\delta\phi^* + \partial_\mu\phi^*\delta\phi + i\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\delta\psi - V^\mu \\ &= \epsilon\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\psi\partial_\nu\psi^* + \psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\sigma^\nu\epsilon^\dagger\partial_\nu\phi \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

---

De esta expresión se puede identificar que las supercorrientes conservadas son:

$$J_\alpha^\mu = (\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \psi)_\alpha \partial_\nu \psi^*, \quad J_\alpha^{\dagger\mu} = (\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu)_{\dot{\alpha}} \partial_\nu \phi \quad (\text{B.18})$$

Las corrientes conservadas producen a su vez cargas conservadas

$$Q_\alpha = \sqrt{2} \int dx^3 J_\alpha^0, \quad Q_\alpha^\dagger = \sqrt{2} \int dx^3 J_\alpha^{\dagger 0} \quad (\text{B.19})$$

Las cuales generan las transformaciones SUSY y cumplen como operadores cuánticos:

$$[\epsilon Q + \epsilon^\dagger Q^\dagger] = i\sqrt{2}\delta X \quad (\text{B.20})$$

Y con esta relación se puede expresar la relación (B.15) en términos de las cargas como:

$$\begin{aligned} [\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, [\epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger, X]] - [\epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger, [\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, X]] \\ = 2i(\epsilon_2 \sigma^\mu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma^\mu \epsilon_2^\dagger) \partial_\mu X \\ = 2(\epsilon_2 \sigma_\mu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma_\mu \epsilon_2^\dagger) [P^\mu, X] \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Donde se usó el hecho de que en el marco de Heisenberg el conmutador de  $[P^\mu, X] = i\partial^\mu X$  con  $P^\mu$  como el generador de traslaciones en el espacio tiempo.

Reordenando términos en la expresión anterior usando la identidad de Jacobi se obtiene:

$$[[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, \epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger], X] = 2(\epsilon_2 \sigma_\mu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma_\mu \epsilon_2^\dagger) [P^\mu, X] \quad (\text{B.22})$$

Para cualquier X, tanto sobre como fuera de la s.m. por lo tanto:

$$[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, \epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger] = 2(\epsilon_2 \sigma_\mu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma_\mu \epsilon_2^\dagger) P^\mu \quad (\text{B.23})$$

Si se usa el hecho de que los parámetros  $\epsilon$  son arbitrarios y se extraen de la expresión anterior se obtienen las relaciones:

$$\{Q_\alpha, Q_\alpha^\dagger\} = -2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \quad (\text{B.24})$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{Q_\beta^\dagger, Q_\alpha^\dagger\} = 0 \quad (\text{B.25})$$

## B. MODELO DE WESS-ZUMINO

---

La cual es precisamente el álgebra SUSY, que aunque obtenida para este modelo simple es totalmente válida para teorías supersimétricas.

# Apéndice C

## DIAGRAMAS CON BUCLES

Como se mencionó en el capítulo 3 para las interacciones entre los neutralinos y los quarks sólo se tomaron diagramas a nivel árbol, omitiendo los aportes de diagramas con bucles que son el aporte de interacciones con gluones. Si se quisiera hacer un cálculo más detallado y exacto deben incluirse los diagramas de la figura C.1. La expresión para los acoples debidos a estos diagramas se puede encontrar explícitamente en [5].

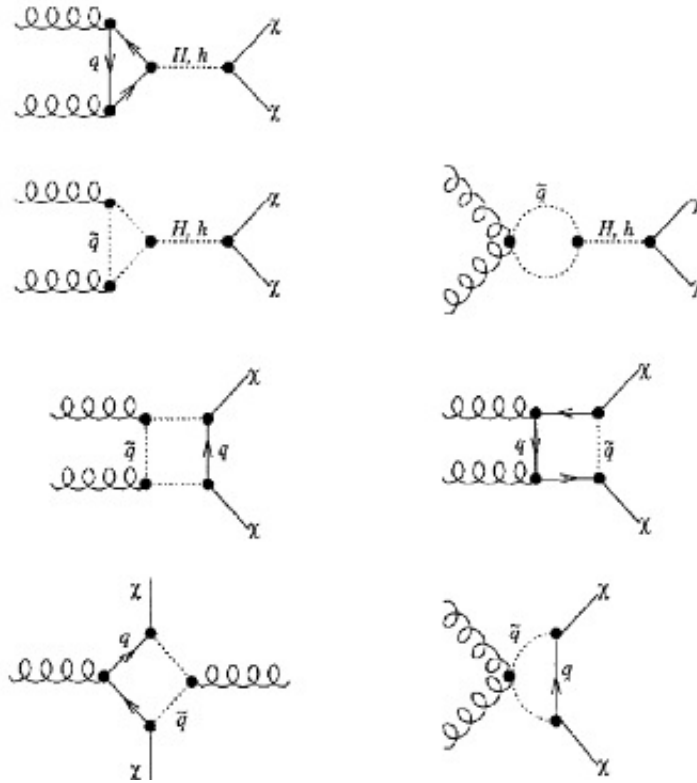


Figura C.1: Diagrama de Feynman para la interacción gluónica con neutralinos, lo cual contribuye a la amplitud escalar de dispersión elástica de neutralinos con el núcleo.



# Bibliografía

- [1] J. P. Striker and P. J. E. Peebles. A numerical study of the stability of flattened galaxies: or, can cold galaxies survive? *The Astrophysical Journal*, 186:467–480, 1973. 1
- [2] Planck mission website, June 2014. URL [http://www.esa.int/Our\\_Activities/Space\\_Science/Planck](http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Planck). 3, 4
- [3] Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, June 2014. URL <http://map.gsfc.nasa.gov/news/>. 3
- [4] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, 648:109–113, 2006. 3
- [5] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267:195, 1996. doi: 10.1016/0370-1573(95)00058-5. 3, 10, 17, 18, 22, 23, 69
- [6] Hitoshi Muryama. Physics Beyond the Standard Model and Dark Matter. *Lectures at Les Houches Summer School, Session 86, Particle Physics and Cosmology: the Fabric of Spacetime, arXiv:0704.2276v1*, 267, 2006. 3
- [7] Jacob D. Bekenstein and Robert H. Sanders. TeVeS/MOND is in harmony with gravitational redshifts in galaxy clusters. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 421:L59–L61, 2012. 4
- [8] P.A.R. Ade et al. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. 2013. 4
- [9] The Large Hadron Collider, June 2014. URL <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>. 5
- [10] A Toroidal LHC Aparatus, June 2014. URL <http://atlas.ch/>. 5

- [11] Compact Muon Selenoid, June 2014. URL <http://cms.web.cern.ch/>. 5
- [12] Pierre Auger Obsevatory, June 2014. URL [http://www.auger.org/technical\\_info/](http://www.auger.org/technical_info/). 5
- [13] Ice Cube South Pole Neutrino Observatory, June 2014. URL <http://icecube.wisc.edu/>. 5
- [14] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:30, 2012. 6, 38
- [15] J. Wess and B. Zumino. Supergauge transformations in four dimensions. *Nuclear Physics B*, 70:39–50, 1974. 6
- [16] Julius Wess and Jonathan Bagger. *Supersymmetry and Supergravity*. Princeton University Press, 1992. 6, 9, 60
- [17] Stephen P. Martin. A supersymmetry primer. *arXiv:hep-ph/9709356v6*, 1997. 6, 32, 60
- [18] David G. Cerdeño and Anne M. Green. *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*. Cambridge University Press, 2010. 14, 15, 22
- [19] M. Ted Rusell et all. Nuclear shell model calculations of neutralino-nucleus cross sections for  $^{29}\text{Si}$  and  $^{73}\text{Ge}$ . *Physical Review D*, 98:12, 1993. 15
- [20] The DAMA Project, June 2014. URL <http://people.roma2.infn.it/~dama/web/home.html>. 18
- [21] CoGeNT Dark Matter Experiment, June 2014. URL <http://cogent.pnnl.gov/>. 18
- [22] J. P. Striker and P. J. E. Peebles. A numerical study of the stability of flattened galaxies: or, can cold galaxies survive? *The Astrophysical Journal*, 186:467–480, 1973. 23
- [23] O. Bienaym, C. Soubiran, T. V. Mishenina, V. V. Kovtyukh, and A. Siebert. Vertical distribution of galactic disk stars iii. the galactic disk surface mass density from red clump giants. *Astronomy and Astrophysics*, 446:933–942, 2006. 23
- [24] Bovy J. and Tremaine S. On the local dark matter density. *The Astrophysical Journal*, 756:89, 2012. 23

- [25] Justin I. Read George Lake Silvia Garbari, Chao Liu. A new determination of the local dark matter density from the kinematics of k dwarfs. *MNRAS*, 425: 1445, 2012. 23
- [26] Salucci P., Nesti F., and Gentile G. The dark matter density at the suns location. *Astronomy and Astrophysics*, 523:A83, 2010. 23
- [27] R. Catena and P. Ullio. The local dark matter phase-space density and impact on wimp direct detection. *JCAP*, 1008:004, 2010. 23
- [28] Paul J. McMillan. Mass models of the milky way. *MNRAS*, 414:2446–2457, 2011. 23
- [29] Salucci P., Nesti F., and Gentile G. The local dark matter density. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 41, 2014. 23
- [30] Peter J. Mohr, Barry N. Taylor, and David B. Newell. Codata recommended values of the fundamental physical constants: 2010. *Rev. Mod. Phys.*, 84:1527–1605, 2012. 23, 32
- [31] B. Dimitrov, J. Engel, and S. Pittel. Nuclear shell model calculations of neutralino-nucleus cross sections for  $^{29}\text{Si}$  and  $^{73}\text{Ge}$ . *Phys. Rev. D*, 51:47, 1995. 23
- [32] V.A. Beylin, V.I. Kuksa, R.S. Pasechnik, and G.M. Vereshkov. Diagonalization of the neutralino mass matrix and boson-neutralino interaction. *Eur. Phys. J. C*, 56:395, 2008. 32
- [33] J. Beringer et al. (Particle Data Group). 2012 review of particle physics. *Phys. Rev. D*86, page 010001, 2012. 32
- [34] Super Cryogenic Dark Matter Search, June 2014. URL <http://cdms.berkeley.edu/>. 34
- [35] EDELWEISS-III Experiment for direct detection o WIMP dark matter, June 2014. URL <http://edelweiss.in2p3.fr/index.php>. 34
- [36] V. Dimitrov, J. Engel, and S. Pittel. *Phys. Rev. D*, 51:291, 1995. 34
- [37] Dark Matter pdg, June 2014. URL <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-dark-matter.pdf>. 35, 46
- [38] M.T. Ressell and D.J. Dean. Spin-Dependent Neutralino-Nucleus Scattering for A 127 Nuclei. *Phys. Rev. C*, 56:535–546, 1997. 42



- [39] Mathias Garny, Alejandro Ibarra, Miguel Pato, and Stefan Vogl. On the spin-dependent sensitivity of XENON100. *Phys. Rev. D*, 87:056002, 2013. 47
- [40] D. M. Mei and A. Himel. Muon-Induced Background Study for Underground Laboratories. *Phys. Rev. D*, 73, 2006. 48
- [41] MadGraph 5, June 2014. URL <http://madgraph.hep.uiuc.edu/>. 49
- [42] R. Agnese et al. Search for low-mass WIMPs with SuperCDMS. *Phys. Rev. Lett.*, 112, 2014. 50
- [43] The XENON100 Experiment, June 2014. URL [http://lux.brown.edu/LUX\\_dark\\_matter/Home.html](http://lux.brown.edu/LUX_dark_matter/Home.html). 51
- [44] XENON100 Collaboration. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 2014. 51
- [45] Eliana Aprile and XENON100 Collaboration. The XENON1T Dark Matter Search Experiment. *Proceedings of DM2012 at UCLA*, 2012. 51, 52
- [46] R. Bernabei et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1. *Eur. Phys. J. C* 73, 2013. 53
- [47] The Large Underground Xenon Experiment, June 2014. URL [http://xenon.astro.columbia.edu/XENON100\\_Experiment/](http://xenon.astro.columbia.edu/XENON100_Experiment/). 53
- [48] LUX Collaboration. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *Phys. Rev. Lett.*, 112:Appendix A, 2014. 54
- [49] P. Cushman et al. Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection. *arXiv:1310.8327v2*, 2013. 54
- [50] R. W. Schnee. Introduction to dark matter experiments. *In Physics of the Large and Small: Proceedings of the 2009 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics*, 2010. 54
- [51] L. Bergström. Non-baryonic dark matter: Observational evidence and detection methods. *Rept. Prog. Phys.*, 63:793, 2000. doi: 10.1088/0034-4885/63/5/2r3.
- [52] C. Muñoz. Dark matter detection in the light of recent experimental results. *Int. J. Mod. Phys.*, A19:3093, 2004. doi: 10.1142/S0217751X04018154.

- [53] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys.Rept.*, 405:279–390, 2005. doi: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- [54] G. Bertone, editor. *Particle dark matter: Observations, models and searches*. Cambridge University Press, 2010.
- [55] CMS hunts for low-mass dark matter, June 2014. URL <http://cerncourier.com/cws/article/cern/53406>.